www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

9e JAARGANG No. 10, blz. 289-320 OCTOBER 1947

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HET METAAL-DIAZONIUM-SYSTEEM VOOR FOTOGRAFISCHE REPRODUCTIE

door R. J. H. ALINK, C. J. DIPPEL en K. J. KEUNING. 773.79

Het metaal-diazonium-systeem voor fotografische reproductie, dat in de laatste jaren in het Philips-Laboratorium te Eindhoven is ontwikkeld, berust op de ontdekking dat bij belichting van een oplossing van een diazonium-verbinding en een metaalzout, bijv. mercuronitraat, atomair metaal, in casu kwik, wordt afgescheiden. Het aldus verkregen „latente" kwikbeeld kan door physische ontwikkeling worden omgezet in een zilverbeeld en versterkt. Het lichtgevoelige systeem wordt in film- of bladvorm verkregen, door een geschikte drager, bijv. een cellofaanband van 40 μ dikte, met een homogene oplossing van de genoemde stoffen te drenken. Het metaal-diazonium-systeem bezit een uiterst hoog oplossend vermogen (> 1000 lijnen/mm), veroorlooft het werken met een zeer hoge gamma (6 à 8), terwijl anderzijds door regeling van uitwendige factoren, nl. het vochtgehalte of de belichtingsintensiteit, ook gemakkelijk lage gammawaarden (1 à 2) kunnen worden verwezenlijkt. De lichtgevoeligheid van het systeem is in cellofaan enige malen (in papier enige tientallen malen) groter dan die van gebruikelijke lichtdrukpapieren. Het systeem, dat oorspronkelijk alleen bedoeld was om vervormingsvrije copieën van Philips-Miller-geluidsfilm te vervaardigen, leent zich o.a. dank zij de uitwendige regelbaarheid van de gamma voortreffelijk voor het copiëren van sprekende film. Op de hiervoor ontwikkelde afdrukmachines vindt tevens het drenken van de cellofaanband plaats, terwijl de machines voorts een inrichting bevatten voor het regelen van het vochtgehalte van de band. De goede fotografische eigenschappen van het systeem en de zeer geringe materiaalkosten openen grote vooruitzichten voor zijn toepassing op grote schaal op allerlei gebieden. Behalve de geluidsband en de sprekende film wordt het gebied der micro- en macrodocumentatie als een belangrijke toepassingsmogelijkheid beschouwd.

Het metaal-diazonium-systeem is een nieuw lichtgevoelig systeem, dat door een groep onderzoekers in het Philips-laboratorium te Eindhoven is uitgewerkt. Dit systeem bezit een aantal opmerkelijke eigenschappen, die het bijzonder geschikt maken voor de fotografische reproductie, zowel van beelden als van geluid. In een voorafgaand artikel [1]) hebben wij reeds enkele mededelingen hierover gedaan en aan de hand van een beschouwing van gebruikelijke reproductiemethoden laten zien welke plaats het nieuwe systeem zal kunnen innemen.

Wij willen thans een nadere beschrijving van de grondslagen van het metaal-diazonium-systeem geven, vervolgens, na een diepergaande beschouwing van zijn eigenschappen, een en ander omtrent zijn practische verwezenlijking mededelen, en ten slotte een aantal perspectieven voor de toepassing van dit nieuwe reproductiemateriaal bespreken.

Principe van het systeem

Het lichtgevoelige materiaal

Diazoniumzouten hebben de algemene chemische formule

$$[R{-}N \equiv N]^{+}X^{-},$$

waarin R een aromatische radicaal, X een of andere zuurrest is. Deze verbindingen worden reeds geruime tijd voor fotografische reproductiemethoden gebruikt. Het meest bekend en verbreid is hun toepassing in de diazotypie, een lichtdrukprocédé voor het vermenigvuldigen van, op transparant materiaal vervaardigde, technische tekeningen en dergelijke (calques).

Dit lichtdrukprocédé berust, evenals alle gebruikelijke op diazoniumverbindingen gebaseerde reproductiemethoden, op de volgende eigenschappen:

[1]) C. J. Dippel en K. J. Keuning, Problemen bij de fotografische reproductie, in het bijzonder van sprekende film, Philips techn. T. 9, 65-72, 1947 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

a) Door koppeling met bepaalde phenolen of aminen vormen de diazoniumzouten kleurstoffen, de zg. azokleurstoffen.

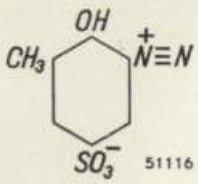
b) Bij belichting van een diazoniumzout in aanwezigheid van water (waterdamp) vindt een ontleding plaats, waarbij stikstof vrijkomt. De reactie verloopt volgens het schema

$$RN_2X + H_2O + h\nu \rightarrow \text{l.o.p.} + N_2 + HX \quad . \quad . \quad (1)$$

Het gevormde lichtontledingsproduct (l.o.p.) is niet meer tot de zojuist vermelde kleurstofvorming in staat. Belicht men dus een „diazoniumpapier" waarop een calque gelegd is, en laat men daarna de onder (a) vermelde koppelingsreactie plaats vinden, dan zal alleen op de niet door licht getroffen plaatsen van het papier een kleurstofvorming optreden. Er ontstaat van de calque rechtstreeks een positieve copie.

De moeilijkheden en beperkingen die wij in het aangehaalde artikel [1]) gesignaleerd hebben als inhaerent aan de fotografische reproductie met de gebruikelijke zilverbromide- en zilverchloridesystemen, bestaan bij de tot dusverre bekende diazonium-procédé's in nog hogere mate. Zo hebben deze bijv. voor de reproductie van sprekende films niet op noemenswaardige schaal ingang kunnen vinden.

Het thans te beschrijven, nieuwe fotochemische systeem berust nu op de ontdekking, dat de lichtontledingsproducten die volgens verg. (1) van bepaalde diazoniumverbindingen worden verkregen, in staat zijn om uit geschikte metaalzouten het metaal vrij te maken, bijv. kwik uit mercuronitraat, goud uit aurochloride, enz. Als diazoniumverbinding kan men bijv. nemen o-kresol-diazonium-sulfonzuur:



Belicht men een in een dunne vlakke laag aangebrachte waterige oplossing van deze verbinding en van bijv. mercuronitraat, $Hg_2(NO_3)_2$, met licht van korte golflengte (bijv. 3650 Å), dan kan men op de door licht getroffen plaatsen met de microscoop kleine druppels metallisch kwik waarnemen. Er is dus een zwak „kwik-beeld" gevormd, dat vergeleken zou kunen worden met het „latente" beeld in de gebruikelijke fotografie met zilverhalogeniden. En evenals bij de zilverhalogeniden kan ook in ons geval het „latente" beeld worden versterkt en duurzaam gemaakt door ontwikkeling. In afwijking echter van hetgeen men uit de zilverhalogenide-fotografie gewend is, wordt in ons systeem een zg. physische ontwikkeling toegepast. Met het oog op de belangrijke plaats die deze ontwikkelmethode in het metaal-diazonium-systeem inneemt, zullen wij er hieronder een afzonderlijk hoofdstukje aan wijden.

Om het verschil met de oude diazonium-procédé's goed te doen zien, vestigen wij er nog de aandacht op, dat van de twee boven vermelde karakteristieke eigenschappen der diazoniumzouten alleen de tweede, nl. de lichtontleding, in het metaal-diazonium-systeem wordt gebruikt. De andere eigenschap — de kleurstofvorming — vervult in ons systeem geen nuttige rol. De op niet belichte plaatsen overgebleven diazoniumverbinding wordt juist verwijderd, terwijl op de wèl belichte plaatsen een zwarting (metaalafscheiding) optreedt. Hier ontstaat dus niet een positieve maar een negatieve copie, evenals bij de zilverhalogeniden het geval is.

Op de practische verwezenlijking van het metaal-diazonium-systeem komen we nog nader te spreken, doch het is nodig thans reeds iets te zeggen over de manier waarop het vermelde laagje van het lichtgevoelige materiaal verkregen wordt. Hierin verschilt het nieuwe systeem principieel van de zilverhalogenide-systemen. Bij deze laatste wordt van de lichtgevoelige stof, bijv. kristallijn zilverbromide, een „emulsie" (juister: suspensie) in gelatine gemaakt en deze emulsie wordt na ingewikkelde en nauw luisterende rijpingsprocessen op een celluloidfilm of een glasplaat gegoten. In ons geval daarentegen maakt men een homogene oplossing van de diazonium-verbinding en het metaalzout en men drenkt een geschikte drager met deze oplossing. Als drager kan men bijv. papier nemen, of, zoals wij voor de belangrijkste toepassingen hebben gedaan, een transparante band van geregenereerde cellulose. Dit materiaal, dat meer bekend is onder de naam „cellofaan" en dat veel wordt gebruikt als verpakkingsmateriaal voor winkelgoederen, passen wij toe in de vorm van een filmband ter dikte van 0,04 mm. In principe kan echter ook in ons geval een gelatinelaag op celluloid of glas als drager dienen. Ook kan men de voor smalfilm gebruikelijke acetyl-cellulosefilm (zg. safetyfilm) nemen en een oppervlaktelaagje hiervan door verzeping geschikt maken voor het opnemen van de waterige oplossing van ons lichtgevoelig systeem.

Physische ontwikkeling

Het gebeuren bij de zg. physische ontwikkeling in de fotografie kan herleid worden tot een verschijnsel, dat men op velerlei plaatsen in de natuur

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en de techniek tegenkomt en dat wij als volgt kunnen omschrijven. Wanneer zich uit een oververzadigde oplossing of damp deeltjes beginnen af te zetten, doen zij dit bij voorkeur op plaatsen waar bepaalde „kiemen" aanwezig zijn. Zijn deze kiemen plaatselijk zo verdeeld dat zij een „beeld" vormen, eventueel zo zwak dat het oog er niets van waarneemt, dan wordt het beeld door de genoemde selectieve afzetting van deeltjes versterkt en eventueel hierdoor pas zichtbaar gemaakt.

Een voorbeeld dat een ieder kent, is het ontstaan van condensatiefiguren op een glazen ruit waarop sporen vuil aanwezig zijn. Door beademen of door eenzijdig afkoelen van de ruit slaat waterdamp op de als kiemen fungerende spoortjes vuil neer en maakt de door grotere of kleinere concentratie hiervan opgebouwde figuren zichtbaar [2]). Een ander geval dat men hieronder kan rangschikken, is de Wilson-camera, waarbij waterdruppeltjes uit een oververzadigde damp zich afzetten op electrisch geladen deeltjes en aldus de baan zichtbaar maken waarlangs zich een ioniserend deeltje door de camera heeft bewogen.

Wenden we ons speciaal tot de fotografie, dan constateren wij, dat hierbij zowel een chemische als een physische ontwikkeling in gebruik is — de laatste meer speciaal voor gevallen waarin versterking van reeds klaargemaakte negatieven gewenst is. Laten we eerst in herinnering brengen, waarin de gewone chemische ontwikkeling bestaat. Een zilverbromidefilm of -plaat wordt in een ontwikkelbad gebracht, dat een reducerende stof, bijv. metol of hydrochinon, in een meestal alkalische oplossing bevat. De zilverbromidekorrels waarin door de belichting zilverkiemen gevormd zijn (groepjes van bijv. 100 atomen metallisch zilver), worden door de ontwikkelaar geheel tot zilver gereduceerd, terwijl de onbelichte of te zwak belichte korrels onaangeroerd blijven. Na deze ontwikkeling wordt, zoals bekend, het overgebleven zilverbromide met behulp van natriumthiosulfaat verwijderd (fixeren).

Is de zwarting in het aldus verkregen beeld te gering, dan kan men deze nu door physische ontwikkeling nog versterken. De film wordt daartoe in een zwak zure oplossing gebracht welke behalve een reducerende stof, waarvoor wederom metol of hydrochinon kan dienen, ook zilvernitraat bevat. In de oplossing zelf vindt een geleidelijke reductie van het zilvernitraat tot zilver plaats, de oplossing raakt als het ware oververzadigd aan atomair zilver, en dit zilver zet zich nu bij voorkeur af op de plaatsen waar reeds „zilverkiemen" aanwezig zijn, d.i. op de gezwarte plaatsen van de film [3]).

Het is misschien interessant om te vermelden, dat men deze physische ontwikkeling ook reeds op het latente, nog niet chemisch ontwikkelde beeld op de belichte zilverbromidefilm kan toepassen. Men kan dan beginnen met de belichte film te fixeren, waarbij al het zilverbromide wordt verwijderd en alleen de door de belichting gevormde zilverkiemen achterblijven; deze dienen daarna als kiemen voor de physische ontwikkeling zoals boven beschreven.

Het oudste fotografische procédé, de daguerreotypie, berustte eveneens op een physische ontwikkelmethode: op een gejodeerde zilverplaat werd een beeld ontworpen en de belichte plaat werd blootgesteld aan oververzadigde kwikdamp. Op de belichte delen van de plaat condenseerde kwik, waardoor het beeld zichtbaar werd.

Na deze voorbeelden behoeft de methode van physisch ontwikkelen die bij het metaal-diazoniumsysteem wordt toegepast, niet veel toelichting meer. De drager, die bijv. o-kresol-diazonium-sulfonzuur en mercuronitraat bevat, wordt na de belichting in een geschikte oplossing van zilvernitraat met een reducerende stof gebracht. Hier treedt een reactie op tussen het plaatselijk gevormde metallische kwik en het zilvernitraat: het kwik gaat in oplossing en op dezelfde plaatsen zet zich zilver af, het latente kwikbeeld wordt dus omgezet in een latent zilverbeeld. Bovendien wordt nu in de oplossing door reductie geleidelijk metallisch zilver gevormd. De reeds aanwezige plaatselijke metaalafzettingen fungeren als kiemen waarop zich, naarmate nieuw zilver in de oplossing ontstaat, steeds meer zilver afzet: het beeld wordt ontwikkeld.

Een van de essentiële factoren in dit proces is de snelheid waarmee het zilver door reductie in de oplossing wordt gevormd. Is deze snelheid zeer groot, dan krijgt men in plaats van een selectieve een min of meer gelijkmatige zilverafzetting — een verschijnsel dat men zelfs kan gebruiken voor het vervaardigen van homogene zilverspiegels. Door de oplossing o.a. een geschikte zuurgraad te geven, kan men de snelheid van de spontane reductie van het zilvernitraat regelen en men kan bereiken dat

[2]) Bij het bekende spelletje om met een vochtige vinger op een glazen ruit te schrijven of te tekenen, waarna het schrift nog dagen later door beademen zichtbaar wordt gemaakt, krijgt men feitelijk negatieve beelden: de ruit is min of meer gelijkmatig met „vuil" bedekt, de vinger verwijdert dit plaatselijk (althans voor een deel) of brengt er een dun vetlaagje op, waardoor op zijn spoor minder waterdamp neerslaat dan op de rest van de ruit.

[3]) De physische ontwikkeling bevat in dit geval ook een chemisch proces. Hieruit blijkt dat de naam „physische ontwikkeling", die wij gebruiken omdat hij nu eenmaal ingevoerd is, niet het wezenlijke verschil ten opzichte van de eigenlijke chemische ontwikkeling uitdrukt. Dit verschil zien wij daarin, dat bij de chemische ontwikkeling het metaal waaruit het beeld wordt opgebouwd, reeds vóór de ontwikkeling in enigerlei vorm ter bestemder plaatse aanwezig is, terwijl het bij de physische ontwikkeling eerst door de ontwikkeling daar wordt gebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

practisch al het gedurende de ontwikkeltijd gevormde zilver zich op de kiemen van het beeld afzet, terwijl haast geen ongewenste zilverafzetting op niet belichte gedeelten plaats vindt. Het negatief mag niet veel langer in het ontwikkelbad blijven dan de bedoelde ontwikkeltijd, aangezien de ontwikkeloplossing een instabiel systeem is, waarbij ten slotte een spontane uitvlokking van al het aanwezige zilver, met afzetting op willekeurige plaatsen, optreedt.

We willen deze uiteenzetting over de principes van het metaal-diazonium-systeem niet besluiten zonder de opmerking, dat hier slechts een zeer globale en sterk vereenvoudigde voorstelling van de processen is gegeven. Om het verband tussen de verkregen fotografische eigenschappen en de talrijke variabelen van het systeem enigszins te begrijpen is een diepgaand onderzoek van het mechanisme, zowel van de lichtontledingsreactie (verg. 1) als van het ontwikkelproces, nodig geweest. Bij een latere gelegenheid zal misschien nader op de hierbij zich voordoende — ten dele nog onopgeloste — problemen kunnen worden ingegaan.

De eigenschappen van het metaal-diazonium-systeem

Het oplossend vermogen

In het aangehaalde artikel [1]) hebben wij uiteengezet, dat voor de fotografische reproductie, in het bijzonder van sprekende film, een hoog oplossend vermogen gunstig is. Een beperking in dit opzicht doet zich onaangenaam gevoelen, doordat zij de weergavekwaliteit bederft (onscherpe beelden, benadeling van hoge tonen), of, als men dit zoveel mogelijk wil vermijden, doordat zij tot een groot filmverbruik leidt (het beeldformaat mag niet te klein zijn, en hetzelfde geldt voor de filmsnelheid met het oog op het geluid).

De voor het copiëren van sprekende film gebruikelijke positieffilms hebben een oplossend vermogen tussen 50 en 75 lijnen per mm; dwz. bij de afbeelding van nog fijnere tralies dan aan dit lijnenaantal/mm beantwoordt, vloeien de lijnen in elkaar en kunnen zij niet meer gescheiden zichtbaar worden gemaakt. Sommige nieuwe Kodak-films voor speciale doeleinden bezitten een oplossend vermogen tot 160 lijnen/mm. *Het metaal-diazonium-systeem daarentegen vermag met zekerheid 1000 lijnen/mm op te lossen.* Het is mogelijk dat het oplossend vermogen nog groter is: de optische hulpmiddelen, die bij het bepalen hiervan worden gebruikt, hebben zelf ook een beperkt oplossend vermogen, dat in ons geval niet verder reikte dan de genoemde grens van 1000 lijnen/mm.

Ook in andere laboratoria, o.a. bij Kodak, is men er sinds geruime tijd in geslaagd reproducties met een uiterst hoog oplossend vermogen, van de orde van 1000 lijnen/mm, te vervaardigen [4]). Hiervoor werden kollodionplaten of zg. Lippmann-emulsies gebruikt. Uitgezonderd de reeds lang ingevoerde toepassing van natte kollodionplaten voor het maken van autotypieën, is echter geen dezer procédé's, voor zover ons bekend, in een voor algemeen gebruik geschikte vorm gebracht.

Het hoge oplossend vermogen dankt het metaal-diazonium-systeem voor een belangrijk deel aan het hierboven reeds gereleveerde feit, dat het lichtgevoelige materiaal hier niet in de vorm van een emulsie wordt gebruikt maar in de vorm van een homogene oplossing: het onbelichte systeem is geheel korrelvrij, er treedt derhalve slechts een zeer geringe lichtverstrooiing in het lichtgevoelige materiaal op. Ontvangt één punt een grote lichthoeveelheid, dan is dus in het cirkeltje hier omheen waar ten gevolge van de verstrooiing ongewenst licht komt, de lichthoeveelheid maar uiterst gering. Bovendien echter — en dat is de tweede oorzaak voor het grote oplossend vermogen — blijft het genoemde cirkeltje (de diffusiehalo) uiterst klein, dank zij het feit, dat het werkzame licht bij de door ons gekozen concentratie der chemische componenten in de lichtgevoelige oplossing zeer sterk wordt geabsorbeerd. Het verstrooide licht komt dus niet ver.

Door de sterke absorptie blijft het directe licht, dat bij het belichten op de drager wordt geworpen, in de bovenste laag hiervan steken. De metaalafscheiding, die het beeld vormt, is dientengevolge tot een dun laagje beperkt. Dit is eveneens van belang voor het hoge oplossend vermogen. Immers, het is niet voldoende, dat beelddetails goed gescheiden in de drager geregistreerd zijn — zij moeten ook bij het gebruiken van het beeld, hetzij voor verder copiëren, hetzij voor projectie, gescheiden afgebeeld kunnen worden. In verband met het feit dat men nooit geheel evenwijdige lichtbundels gebruikt, gaan daarbij des te meer details verloren naarmate de beeldlaag dikker is [5]).

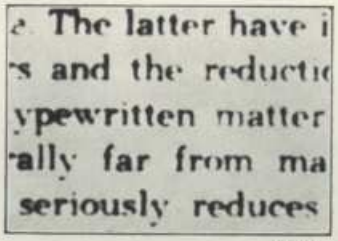
[4]) Zie bijv. J. Sci. Instr. **18**, 66-67, 1941, waar een mededeling gedaan wordt omtrent de „Kodak Maximum Resolution plate", die 600 of zelfs 1200 lijnen/mm kan oplossen. Soortgelijke resultaten zijn vermeld door H. Frieser, Z. wiss. Phot. **40**, 132, 1941. Over oudere methoden zie E. v. Angerer, Wissenschaftliche Photographie, Akad. Verl. Leipzig 1931, p. 136 e.v.

[5]) Ook bij de oude lichtdrukprocédé's die op diazoniumverbindingen gebaseerd zijn, heeft men een korrelvrij materiaal. Toch is hier het oplossend vermogen niet zeer groot, o.a. juist omdat het beeld hier vrij „dik" is: wegens de betrekkelijk geringe absorptie is voor een voldoende „zwarting" een dikke kleurstoflaag nodig. Bovendien is de kleurstofvorming een relatief langzame reactie, zodat er na de belichting een merkbare diffusie optreedt, alvorens de (niet meer bewegelijke) kleurstofmoleculen ontstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In *fig. 1* wordt door de vergrote reproductie van een met het nieuwe systeem gemaakt „microdocument" het hoge oplossend vermogen gedemonstreerd.



50928

Fig. 1. Ca 250 maal lineair vergrote reproductie van een stuk van een „microdocument", opgenomen met het metaal-diazonium-systeem in cellofaan. Het afgebeelde stukje besloeg in het microdocument een oppervlak van 0,012 × 0,017 mm, de hoogte der letters bedroeg 12 micron. Uit de goede definitie der gereproduceerde letters krijgt men een indruk van het buitengewoon hoge oplossend vermogen van het systeem (> 1000 lijnen per mm).

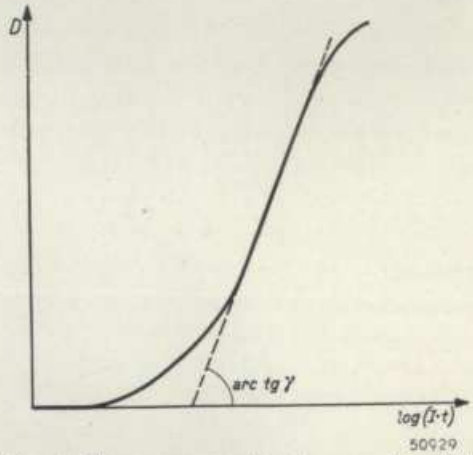
De gamma-waarde

Elk fotografisch beeld, hetzij positief hetzij negatief, heeft een bepaalde zg. zwartingskromme (karakteristieke kromme), die voor iedere belichting $E = I \cdot t$ (I verlichtingssterkte, t belichtingstijd) aangeeft welke zwarting hierdoor is verkregen. De zwarting [6]) D zet men gewoonlijk uit als functie van log E; zie bijv. *fig. 2*. Bij vele lichtgevoelige materialen heeft de zwartingskromme een, min of meer uitgestrekt, vrijwel rechtlijnig gedeelte, waarin tevens de helling van de kromme het grootst is. Men karakteriseert de gehele kromme dan wel door deze helling, de gamma, aangezien deze de doorslag geeft voor de gradatie in het gereproduceerde beeld (weergave van de helderheidsschakeringen). Het is wel bekend, dat bij de gebruikelijke zilverhalogenide-systemen de gammawaarde in hoge mate van de emulsie afhangt, terwijl zij voorts vooral door de omstandigheden van de ontwikkeling wordt bepaald (temperatuur en samenstelling van ontwikkelbad, tijdsduur van ontwikkeling). In de practijk zijn waarden van bijv. 0,5 tot 2,5 gebruikelijk.

Het metaal-diazonium-systeem heeft, wanneer het op een geschikte, hieronder nader te omschrijven wijze wordt toegepast, *veel hogere gamma-waarden, bijv. 6 à 8*. In het aangehaalde artikel [1]) hebben wij toegelicht, welke belangrijke voordelen dit biedt o.a. voor de geluidsreproductie. Doordat in het geval van een hoge gamma reeds een betrekkelijk kleine vermindering van de belichtingsintensiteit de overgang van „grootste zwarting" tot „kleinste zwarting" meebrengt, wordt in het eerder vermelde cirkeltje van de lichtverstrooiing slechts het allerbinnenste gedeelte merkbaar gezwart. De hoge gamma werkt derhalve een groot oplossend vermogen in de hand, en bevordert daarmee in het geval van geluidsreproductie een goede weergave der hoge tonen. Speciale voordelen verschaft de hoge gamma bij het copiëren van Philips-Miller-film, zoals we in het vroegere artikel hebben gezien: het bij deze bewerking optredende „lenseffect" wordt er zonder verdere maatregelen onschadelijk door gemaakt [7]).

Uitwendige regelbaarheid van de gamma

Bij de geluidsreproductie volgens het amplitude-systeem kan zonder bezwaar profijt getrokken worden van een hoge gammawaarde, omdat men hierbij in principe slechts met twee zwartingswaarden te maken heeft, een zeer lage in het doorzichtige geluidspoor en een zeer hoge voor de rest van de film. Er zijn allerlei andere toepassingen waar hetzelfde geldt, bijv. de hieronder te bespreken micro- en macrodocumentatie. Bij de beeldreproductie daarentegen moet een hele reeks van helderheidsschakeringen (halftinten) door overeenkomstige, continu variërende, zwartingen worden weergegeven. Hiervoor moet aan de zg. voorwaarde



50929

Fig. 2. Voorbeeld van een zwartingskromme $D = f(\log I \cdot t)$ van een fotografisch beeld. De maximale helling van de kromme, die optreedt in het nagenoeg rechtlijnige middengedeelte, is de gamma.

[6]) Gedefinieerd als $D = \log i_0/i$, waarbij i de lichthoeveelheid is die de gezwarte plaat of film van een er op vallende lichthoeveelheid i_0 doorlaat.

[7]) Ook het zg. wig-effect bij de Philips-Miller-film wordt door de hoge gamma onschadelijk gemaakt. Bij het snijden van het doorzichtige geluidspoor in een „Philimil"-band, met de wigvormige beitel die het kenmerk is van het Philips-Miller-systeem, verkrijgt de rand van de overblijvende deklaag een schuin profiel. Bij het copiëren beantwoordt hieraan een geleidelijke overgang van grootste tot kleinste zwarting. Dit kan op zichzelf geen kwaad; er ontstaan hier echter fouten, indien de dikte of de zwarting van de deklaag een weinig varieert. Hoe hoger nu de gamma, des te smaller wordt het aan de rand optredende overgangsgebied op de copie en des te kleiner de fout die hier kan ontstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van Goldberg worden voldaan [8]), hetgeen tot gevolg heeft dat bij de beeldreproductie met relatief lage gammawaarden, bijv. 1,5 à 2,5, moet worden gewerkt.

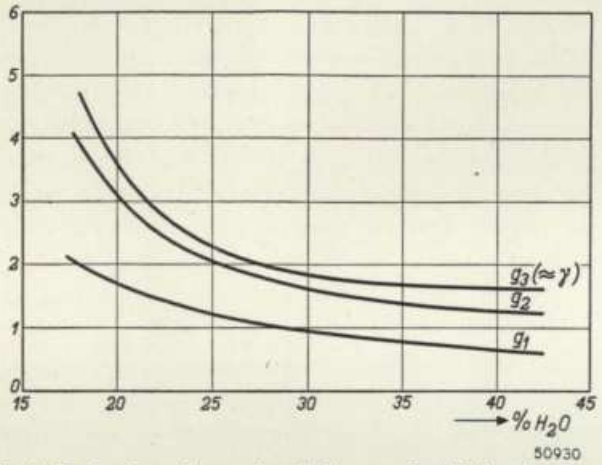


Fig. 3. Invloed van het vochtgehalte van de cellofaanband op de gamma van het hierin aangebrachte kwik-diazonium-systeem voor een bepaalde concentratie der ingrediënten en een bepaalde wijze van belichten en ontwikkelen. Uitgezet zijn de gemiddelde hellingen g_1, g_2, g_3 die de zwartingskromme in drie verschillende zwartingsgebieden heeft; g_3 is vrijwel gelijk aan de maximale helling γ.

Ook zulke en nog lagere waarden van de gamma nu kunnen met het metaal-diazonium-systeem gemakkelijk worden verkregen. Dit is niet alleen mogelijk door een geschikte keuze van de samenstelling enz. van het systeem, maar ook door gebruik te maken van de volgende belangrijke eigenschap: *de gamma van een metaal-diazonium-cellofaan-systeem kan in sterke mate worden beïnvloed door het vochtgehalte van de film tijdens de belichting en eveneens door de belichtingsduur.* De in het vorige hoofdstuk vermelde zeer hoge gammawaarden treden op wanneer de cellofaanfilm droog is, dwz. een vochtgehalte van niet meer dan bijv. 15 gew.% heeft, en wanneer de film belicht wordt met grote intensiteit (en daarbij passende korte belichtingstijd). Neemt het vochtgehalte toe tot 25 à 30 gew.%, dan verkrijgt men de genoemde lage gamma-waarden die voor een goede beeldreproductie vereist zijn.

In *fig. 3* is het verband tussen de gamma-waarde en het vochtgehalte van de cellofaanfilm, voor een bepaald geval van concentraties der ingredienten en onder bepaalde omstandigheden van belichting, ontwikkeling enz., nader aangegeven. Daarbij is de volgende verfijning toegepast. In plaats van de gamma, die de maximale helling van de zwartingskromme aangeeft, zijn de waarden g_1, g_2, g_3 van de gemiddelde helling uitgezet die de zwartingskromme in drie aaneensluitende, voor de practijk het meest belangrijke, zwartingsintervallen heeft, nl. tussen resp. $D = 0{,}05$ en $0{,}5$ (hoge lichten); $D = 0{,}5$ en $1{,}0$ (middentinten); $D = 1{,}0$ en $1{,}5$ schaduwen). De waarde g_3 is meestal vrijwel gelijk aan de, als γ gedefinieerde, maximale helling.

Deze verfijnde beschrijving van de gradatie, welke bij zilverhalogenide-systemen vaak wordt toegepast, soms zelfs met uitbreiding tot vijf intervallen, is gewenst, als men met een groep zwartingskrommen te maken krijgt, die niet alle een rechtlijnig stuk met maximale helling in het gewenste zwartingsgebied hebben. Dit is ook vaak bij het metaal-diazonium-cellofaan-systeem het geval, waarmee onder invloed van de talrijke variabelen een grote verscheidenheid van zwartingskrommen kan worden verkregen.

[8]) Zie de toelichting in het reeds meermalen aangehaalde artikel [1]).

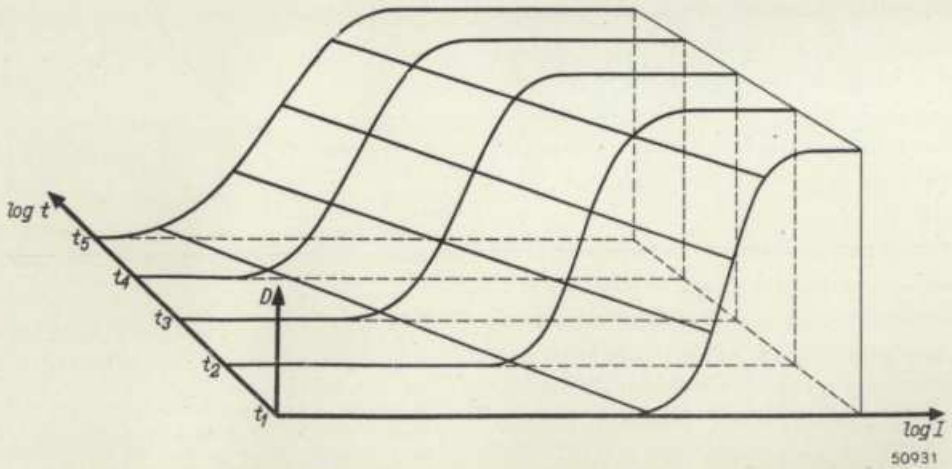


Fig. 4. De gamma van het metaal-diazonium-systeem hangt o.a. ook af van de belichtingsintensiteit I. De zwarting D is dus niet volledig bepaald door het product $I \cdot t$, maar het fotografisch gedrag van het systeem moet worden beschreven door een ruimtelijk zwartingsvlak $D = f(I, t)$. Dit vlak is hier voor een bepaald geval van concentraties, vochtgehalte, ontwikkeling enz. perspectivisch getekend. Als onafhankelijke variabelen zijn log I en log t uitgezet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het feit dat de gamma, of met andere woorden de zwartingskromme, van de belichtingsduur t afhangt, betekent, dat de zwarting D niet meer een functie van het product $I \cdot t$ is, maar van I en t afzonderlijk. In plaats van één tweedimensionale zwartingskromme hebben we dus nu voor een volledige beschrijving van het fotografische gedrag van het systeem een ruimtelijke figuur nodig, waarin het gebogen vlak $D = f(I, t)$ wordt voorgesteld. In *fig. 4* is zulk een vlak perspectivisch getekend. Men houde daarbij in het oog dat men bij variatie van het vochtgehalte, de omstandigheden van ontwikkeling enz., telkens een ander vlak krijgt. De „zwartingskromme" van een beeld, opgenomen met de belichtingstijd t_1, is nu de doorsnede van het zwartingsvlak met een vlak parallel aan D- en I-as, dat de t-as bij t_1 doorsnijdt. Men ziet in fig. 4 duidelijk dat men voor verschillende waarden van t zwartingskrommen van verschillende steilheid (gamma) verkrijgt. In *fig. 5* zijn een aantal van deze krommen getekend en in *fig. 6* zijn de hellingen g_1, g_2, g_3 ($\approx \gamma$) van deze krommen als functie van t uitgezet.

Hieruit volgt ook, dat het verband tussen log I en log t bij constante zwarting D (horizontale doorsneden van het gebogen vlak op verschillende hoogten, zie fig. 4), door lijnen wordt gegeven die met variërende D geleidelijk van helling moeten veranderen. Terwijl in het eenvoudigste geval, dat we nog in fig. 2 onderstelden, D een functie van $I \cdot t$ alleen was, zodat bij gegeven D gold: log I + p log t = const. met $p = 1$, is in ons geval in het algemeen $p \neq 1$. Dit is het bekende effect van Schwarzschild. Bovendien hangt blijkens het bovenstaande de exponent van Schwarzschild p (helling der log I-log t-lijnen in het gebied waar we deze als recht kunnen beschouwen) in ons geval nog van de zwarting af.

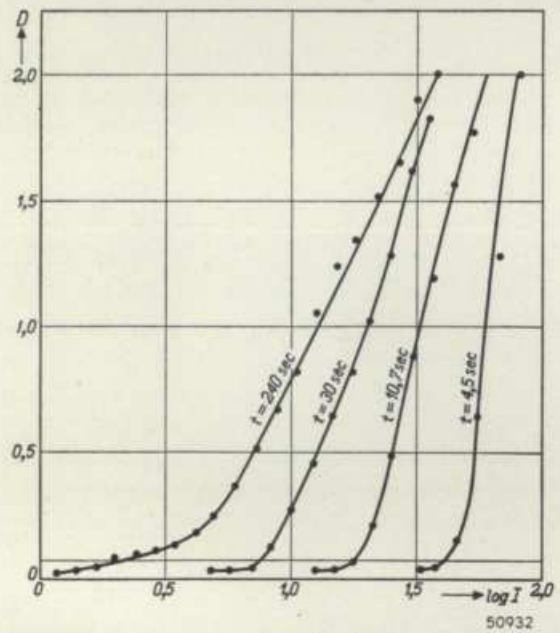


Fig. 5. Uit het zwartingsvlak, in fig. 4 geschetst, kan voor elke belichtingstijd t de zwartingskromme $D = f(I)$ van het met deze belichtingstijd verkregen beeld gevonden worden door een doorsnede van het vlak te maken, loodrecht op de t-as ter plaatse van die tijd. Zulke doorsneden zijn hier voor een aantal waarden van de belichtingstijd weergegeven. Men ziet, dat krommen worden verkregen met verschillende helling (verschillende gamma).

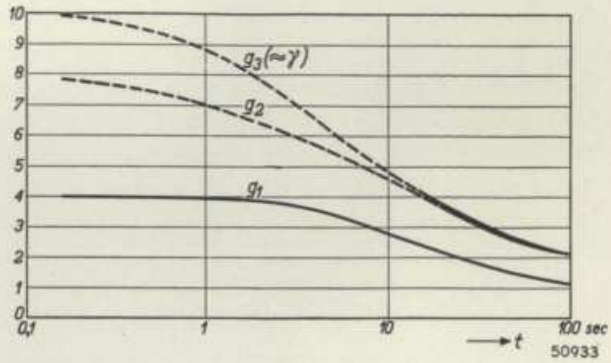


Fig. 6. Hellingen g_1, g_2, g_3 der krommen uit fig. 5, als functie van de belichtigstijd t.

Fig. 3 en 6 geven een duidelijk beeld van de sterke variabiliteit van de gamma in het metaal-diazonium-systeem. Het is nu van belang op te merken, dat het hierbij een zg. *uitwendige regelbaarheid* betreft: we kunnen op één en hetzelfde materiaal en met één ontwikkelproces copieën met grote en met kleine gamma maken. Hierdoor wordt niet alleen de reeds vermelde mogelijkheid geschapen om zowel geluid als beeld ieder met de gunstigste gamma te copiëren, maar er ontstaat tevens de geheel nieuwe mogelijkheid, geluid en beeld naast elkaar op één filmband te copiëren en tezamen te ontwikkelen zonder dat men het bekende gamma-compromis behoeft te sluiten, dat kenmerkend is voor de tegenwoordige techniek van de sprekende film (vgl. het vroegere artikel [1])). Hiertoe is het slechts nodig, hetzij de belichtingsintensiteiten voor het copiëren van de beeldjes en van het geluidspoor afzonderlijk op de juiste wijze te kiezen; ofwel het vochtgehalte van de cellofaanband, waarop in de afdrukmachine eerst het beeld en een eind verderop het geluidspoor wordt gecopieerd, tussen deze twee plaatsen op de juiste manier te veranderen (eventueel moeten beide middelen tegelijk worden toegepast).

Op analoge wijze kunnen we nu ook op één film de beeldjes van verschillende scènes met verschillende gamma afdrukken, bij behoud van één ontwikkelproces! Aldus krijgt men de mogelijkheid om eventuele belichtings- of ontwikkelingsfouten van de negatieven te corrigeren.

De lichtgevoeligheid

De lichtgevoeligheid van het metaal-diazonium-systeem hangt niet alleen af van de keuze der ingre-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dienten enz., maar is ook verschillend in verschillende dragers. Bij gebruik van cellofaan kan de gevoeligheid enige malen groter zijn dan die van de bekende diazoniumpapieren. Met papier als drager wordt de gevoeligheid van het systeem nog een factor 10 groter. Zo kan bijv. het metaal-diazonium-papier, met kwik als metaal, gemakkelijk 20 à 25 maal zo gevoelig gemaakt worden als de positieve diazoniumpapieren — een winst die het juist mogelijk maakt om bij het lichtdrukken te gaan vergroten (zie hierover het laatste hoofdstuk). Toch bevindt men zich hiermee nog een factor 10^4 beneden de gevoeligheid van zilverbromide-vergrotingspapieren.

Er is dus geen sprake van, dat het metaal-diazoniumsysteem, zoals het thans is ontwikkeld, in concurrentie zou kunnen treden met de gebruikelijke materialen voor fotografische opnamen. Dit zou trouwens ook afstuiten op het beperkte spectraalgebied waarin het metaal-diazonium-systeem gevoelig is. De gevoeligheid ligt bij het meermalen genoemde kwik-diazonium-systeem hoofdzakelijk in het nabije ultraviolet, met een maximum in de buurt van 3900 Å, en strekt zich naar langere golflengten niet verder uit dan tot het blauwgroen (ca 5000 Å).

Voor de toepassing als reproductie-materiaal daarentegen vormt in de meeste gevallen noch de geringe gevoeligheid noch de beperking van het spectrale gebied een bezwaar. Men moet slechts voor het copieerproces een lichtbron gebruiken die in het genoemde gebied van het ultraviolet een grote lichtsterkte bezit. Superhoge-druk-kwiklampen met waterkoeling zijn hiervoor zeer geschikt. Hiermee zijn ook zo grote belichtingssterkten op de film te realiseren, dat het afdrukken met behoorlijk grote loopsnelheden van de filmband kan geschieden, bijv. van 20 m per minuut.

Een belangrijk voordeel van de beperkte spectrale gevoeligheid is, dat de gehele verwerking van het systeem bij helder natriumlicht kan plaatsvinden: in het golflengtegebied der natriumlijnen (5890 Å) is de gevoeligheid practisch nul.

Er is in dit Laboratorium veel werk verricht over de vraag, waardoor de gevoeligheid van het metaal-diazonium-systeem wordt bepaald. Voor het speciale geval van kwik als metaal kon worden aangetoond dat het proces van de vorming van het latente kwikbeeld een quanta-opbrengst van ca 50% heeft: voor gemiddeld twee belichtingsquanta ontstaat één atoom metallisch kwik. Dit betekent, dat de „primaire" gevoeligheid van dezelfde orde is als bij de zilverhalogenide-systemen. De oorzaak voor de zoveel kleinere resulterende gevoeligheid van ons systeem is dan ook, volgens de voorlopige conclusies waartoe het onderzoek van het zeer gecompliceerde mechanisme heeft geleid, veeleer te zoeken in de verdere geschiedenis van de te ontwikkelen kiemen: er doet zich een samentreden van de gevormde metaalatomen tot grotere deeltjes voor. Bij zeer sterke vergroting (ca 800×) kan men, zoals reeds werd vermeld, deze deeltjes in het latente beeld zien. Het metaal is dus in dit stadium tamelijk grof dispers, en bij physische ontwikkeling is de resulterende zwarting des te geringer naarmate de (gegeven) hoeveelheid metaal van het latente beeld grover verdeeld is.

Ook de invloed van het vochtgehalte en de belichtingsintensiteit op de gamma staat in nauw verband met de geschiedenis van de primair ontstaande metaalatomen en de metaalkiemen vóór de ontwikkeling.

De duurzaamheid

Sprekende over de duurzaamheid, moeten wij in het geval van het metaal-diazonium-systeem een onderscheid maken tussen de belichte en de onbelichte toestand. Het onbelichte systeem

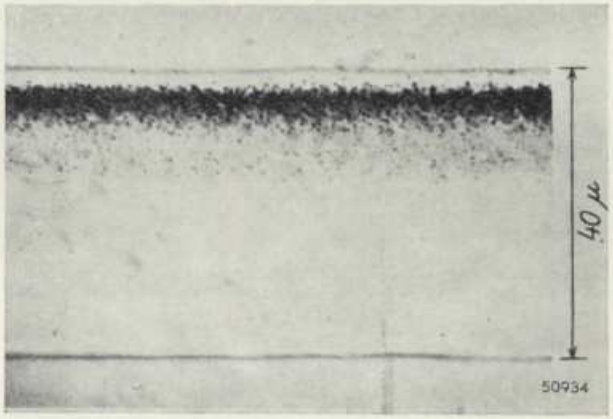


Fig. 7. Microtoom-doorsnede van een gesensitiseerde cellofaanfilm van 40 micron dikte, na belichting en ontwikkeling. De zilverdeeltjes waaruit het beeld is opgebouwd, bevinden zich in een dun laagje, dat niet aan het oppervlak van de film gelegen is maar enkele microns onder dit oppervlak.

blijkt vooralsnog te weinig duurzaam te zijn om bijv. een lichtgevoelig gemaakte cellofaanband aan de gebruiker te kunnen afleveren en door deze te laten bewaren totdat hij er emplooi voor heeft. Voor de belangrijkste toepassingen die ons voor ogen staan, is deze beperking echter niet ernstig, zoals hieronder nog duidelijk zal worden.

Na belichting en ontwikkeling daarentegen heeft men een beeld dat practisch onbegrensd houdbaar is: zoals hierboven reeds vermeld, bestaat het definitieve beeld uit metallisch zilver, evenals bij de zilverhalogenide-systemen, en is dus bijv. tegen atmosferische aantasting en licht volkomen bestand (dit in tegenstelling tot de kleurstofbeelden der oude diazoniumpapieren). Bovendien is het beeld op een cellofaanfilm op een eigenaardige manier beschermd tegen mechanische beschadigingen. Maakt men een microtoom-doorsnede van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een dergelijke film en bekijkt men deze onder het microscoop, dan constateert men nl. dat het dunne laagje waarin zich het metallische zilver van het beeld bevindt (zie hierboven), niet aan het oppervlak van de film gelegen is maar enige microns hieronder; vgl. *fig. 7*. We kunnen hier niet op de verklaring van dit feit ingaan, maar voor de practijk heeft het verschijnsel de welkome consequentie, dat het eigenlijke beeld tegen krassen en dergelijke wordt beschermd door de er boven gelegen dunne laag helder cellofaan.

De economie

Verwacht kan worden, dat de kosten van het metaal-diazonium-systeem relatief gering zullen zijn, hetgeen voor diverse toepassingen een factor van groot gewicht zal blijken. Waaraan is het te danken, dat het systeem zo economisch zal kunnen werken? In de eerste plaats aan de keuze van de drager: cellofaan is wel het goedkoopste materiaal dat men hiervoor kan bedenken. Een andere belangrijke factor is het beperkte zilververbruik. Immers, kenmerkend voor de physische ontwikkelmethode is, dat het lichtgevoelige materiaal zelf geen zilver behoeft te bevatten: het zilver wordt pas uit de ontwikkel-oplossing aan het te vormen negatief toegevoerd, en men kan de ontwikkeling zo doen verlopen dat niet veel meer zilver behoeft te worden gebruikt dan nodig is voor het opbouwen van het uiteindelijke zilverbeeld. Bij de gebruikelijke zilverhalogenide-systemen daarentegen wordt steeds een zeer groot percentage zilver verspild: het komt uit de belichte film in het fixeerbad terecht en kan hieruit niet dan met aanzienlijke kosten worden teruggewonnen.

Verder is voor de economie belangrijk de zeer eenvoudige fabricagewijze. Dit zal in het volgende hoofdstuk worden toegelicht.

Een ander voordeel van het metaal-diazonium-cellofaan-systeem dat in verband met de economie kan worden vermeld, is de besparing in volume en de daarmee gepaard gaande vergemakkelijking van opbergen en transport. Een cellofaanband van 40 micron dik, ter lengte van bijv. 300 m, geeft opgerold een spoel van ca 13 cm diameter. Een normale celluloidfilm van 300 m lang levert een spoel van 26 cm diameter.

De verwezenlijking van het metaal-diazonium-systeem

Naar gelang van de beoogde toepassing en de gebruikte drager kan het metaal-diazonium-systeem op geheel verschillende wijzen worden gerealiseerd. Als een typisch geval willen we hier beschouwen de toepassing van het systeem voor het copiëren van sprekende film, met cellofaan als drager.

Het eigenlijke copiëren vindt bij de cellofaanband, evenals bij de gebruikelijke zilverbromidefilms, op een machine plaats, waarop negatief en positieffilm gelijktijdig langs een lamp worden voortbewogen. Nu hebben wij reeds gezegd, dat de cellofaanband lichtgevoelig wordt gemaakt door hem in zijn geheel te drenken in de oplossing die het lichtgevoelige systeem bevat. Voorts hebben we vermeld dat de aldus gesensitiseerde cellofaanband slechts beperkte tijd bruikbaar blijft. De bezwaren, die dit zou kunnen meebrengen, hebben we nu op zeer eenvoudige wijze ondervangen door *het sensitiseerproces te combineren met het proces van afdrukken:* op eenzelfde machine vindt achtereenvolgens het drenken van de cellofaanband en het belichten plaats.

Dat hier wel een uiterst eenvoudige en economische werkwijze verkregen is, wordt vooral duidelijk, als men haar vergelijkt met de fabricage van een zilverbromidefilm, waarbij in afzonderlijke fabricage-afdelingen het vóórprepareren van de drager, het bereiden en rijpen van de emulsie, het gieten op de celluloidfilm, en later het copiëren plaats vindt.

Met de beschreven methode bleek ook de reproduceerbaarheid van de filmeigenschappen zeer gebaat.

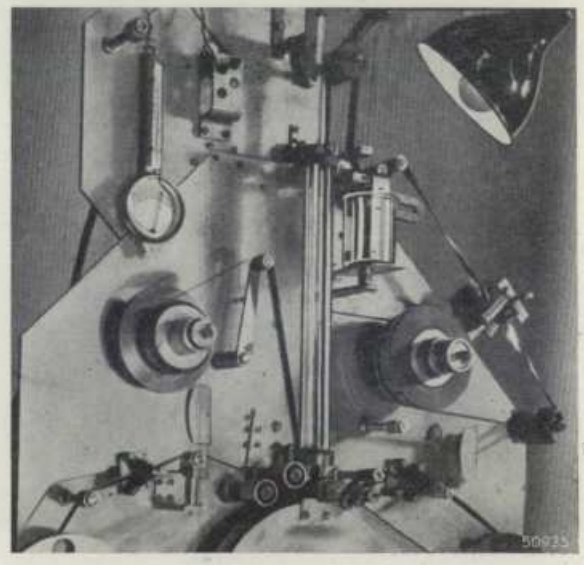


Fig. 8. Afdrukmachine, waarop een cellofaanband eerst in de lichtgevoelige oplossing wordt gedrenkt, vervolgens tot het gewenste vochtgehalte wordt gedroogd, en daarna belicht. De verse band komt van rechts, het drenken vindt plaats in het bakje rechts boven, het drogen in de verticale wijde buis, het afdrukken op de grote ro. in het midden onderaan op de foto, waar de band in contact gebracht wordt met de te copiëren originele film, die gelijktijdig langs de lamp wordt getrokken. (Voor het drogen bij grote loopsnelheden werden verscheidene buizen toegepast; op de nieuwste machine wordt het drogen door hoogfrequentverhitting bewerkstelligd.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tussen het drenken en het belichten van de cellofaanband moet deze weer worden gedroogd tot een vochtgehalte dat correspondeert met de gewenste gamma. Voorts moet desgewenst tussen de belichting van de beeld- en de geluidstrook op de band het vochtgehalte nog verder worden verminderd. Dit kan geschieden door de band een buis met geconditionneerde lucht te laten doorlopen, zoals in *fig. 8* is te zien, of door middel van hoogfrequent-verhitting.

het — mechanisch opgenomen — origineel en het hoge oplossend vermogen van het copieermateriaal, kan hierbij een bijzonder goede geluidskwaliteit, wat betreft de weergave der hoge tonen en de afwezigheid van niet-lineaire vervorming, worden verkregen (zie het in noot [1]) aangehaalde artikel). Deze goede weergavekwaliteit tezamen met de verhoging der natuurgetrouwheid door de stereofonie, zijn naar onze mening de voorwaarden om aan de „mechanische muziek" het

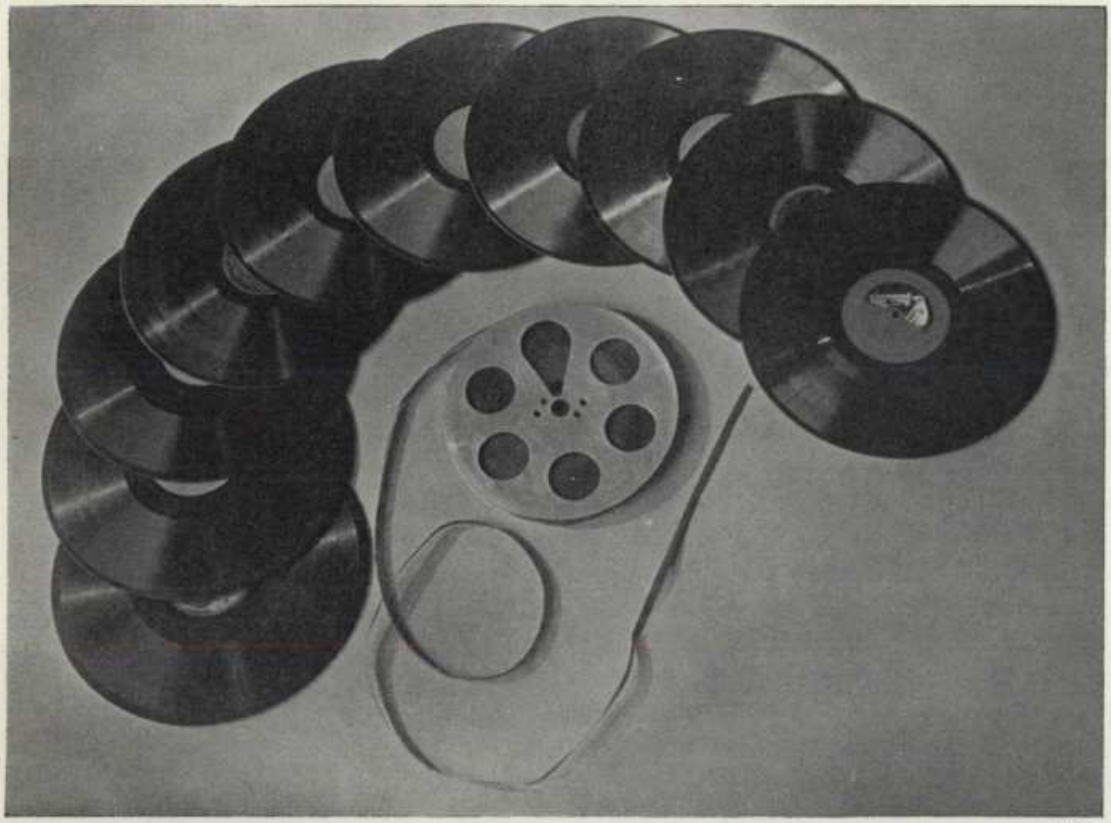


Fig. 9. Ter illustratie van de compactheid der muziekregistratie op cellofaanband. Op een filmspoel ter grootte van de hier afgebeelde kan stereofonische muziek van 1 uur speelduur worden ondergebracht. Voor eenzelfde speelduur (zonder stereofonie!) zijn de afgebeelde tien gramofoonplaten van 25 cm diameter nodig.

Toepassingsmogelijkheden

Het systeem is nog te jong om gegevens over toepassingen op grote schaal te kunnen mededelen; maar de tot nu toe er mee opgedane ervaringen openen reeds zulke belangwekkende perspectieven, dat een korte schets van enige mogelijke toepassingen hier op zijn plaats is.

Geluidsband

Op cellofaanbanden van bijv. 7 mm breedte hebben wij een stereofonisch geluidspoor aangebracht door copiëren van een stereofonische Philips-Miller-film [9]). Dank zij de scherpe definitie van

oorspronkelijke muzikale karakter terug te geven.

Mede dank zij de te verwachten geringe kosten van de reproductiemethode, bestaat in principe de mogelijkheid dat deze ideale muziekreproductie ook in de huiskamer ingang zal kunnen vinden. De te bezigen cellofaanbanden hebben hiervoor nog de aantrekkelijke eigenschap dat een band van één uur muziek een rol van slechts 18 cm diameter vormt (afspeelsnelheid 32 cm/sec); vgl. *fig. 9*. Dit is enerzijds te danken aan de uiterst geringe dikte van de cellofaanband (40 micron), anderzijds aan het feit, dat men op de band van 7 mm breed desgewenst twee stereofonische geluidsporen (dwz. in totaal vier sporen) kan aanbrengen.

Een muziekstuk van één uur zou hierbij continu

[9]) K. de Boer, Stereofonische registratie op Philips-Miller-film, Philips techn. T. 6, 88-93, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden weergegeven, zonder de voortdurende onderbrekingen die bij een gramofoon, zelfs bij gebruik van een automatische platenwisselaar, onvermijdelijk zijn.

Sprekende film

Voor de sprekende film ligt buiten de bioscoop nog een groot toepassingsgebied braak. Zij zou op grote schaal kunnen worden gebruikt voor ontspanning in de huiskamer, voor het onderwijs op de scholen, voor reclame enz., mits de film maar goedkoop is, bij goede kwaliteit. De smalfilm van 8 mm breedte, die hiervoor aangewezen lijkt, heeft tot nu toe niet op zeer grote schaal er in kunnen komen, doordat zij nog te duur is, en de beelden ten gevolge van het beperkte oplossend vermogen der gebruikelijke emulsies te onscherp zijn; ook biedt de bestaande 8 mm-film geen plaats voor een geluidspoor. Op 16 mm-film wordt wel een geluidspoor aangebracht maar de kwaliteit der geluidsweergave laat hierbij nog te wensen over.

Het metaal-diazonium-systeem schept hier nu in allerlei opzichten een gunstiger situatie: nog afgezien van de eventuele mogelijkheid om thans ook op 8 mm-film een geluidspoor aan te brengen, kan men hiermee bij 16 mm-film een betere geluidskwaliteit verkrijgen dan tot dusverre, ten dele door het hoge oplossend vermogen, ten dele door de regelbaarheid van de gamma. Beide factoren helpen ook de beeldkwaliteit verbeteren — op een afdruk van een zeer fijnkorrelige film, bijv. Isopan FF, is dit duidelijk merkbaar —, al wordt aan de beeldscherpte een grens gesteld door het beperkte oplossend vermogen van de originele film (ca 55 tot 75 lijnen/mm) en eventueel van de opname-optiek. Ten slotte zal de film goedkoper kunnen zijn.

Soortgelijke overwegingen gelden ook voor het geval dat men het nieuwe systeem wil toepassen voor het copiëren van normale 35-mm-film.

Voor het afspelen van de zeer dunne cellofaanbanden zijn speciale projectoren vereist. In *fig. 10* is een model van een huisbioscoop afgebeeld, dat met een dergelijke projector is uitgerust. Wil men de normale projectoren blijven gebruiken, dan moet het metaal-diazonium-systeem in of op een dikkere drager worden aangebracht (bijv. 130 μ dik) — waarbij men natuurlijk het voordeel van de zeer compacte filmrollen met lange speelduur weer prijs geeft.

Microdocumentatie

De microdocumentatie is een betrekkelijk jonge tak van de reproductietechniek, maar het schijnt dat juist hiervoor een verrassende ontwikkeling kan worden verwacht. De naam zegt reeds wat bedoeld is: documenten worden op zeer klein formaat vastgelegd. De aanleiding hiertoe kan heel verschillend zijn. In sommige gevallen doet men het, omdat de documenten zo lijvig zijn of worden, dat het bewaren, hanteren of transporteren ervan een probleem gaat vormen. Voorbeelden zijn: de catalogi van grote bibliotheken, kaartsystemen van grote telefooncentrales of van de bevolkingsregisters der grote steden, enz. In andere gevallen gaat men er toe over, omdat reproductie op normaal formaat te kostbaar zou worden; zo bijv. bij het verstrekken van copieën van publicaties door bibliotheken, of bij documenten die per luchtpost moeten worden verzonden en waarbij het gewicht dus zo klein mogelijk moet zijn; enz.

Het is duidelijk dat men het formaat des te kleiner zal kunnen kiezen naarmate het materiaal voor de fotografische reproductie een hoger oplossend vermogen bezit. Bij het uiterst hoge oplossend vermogen van ons metaal-diazonium-systeem is het mogelijk een pagina druks, van het formaat van dit tijdschrift, onberispelijk vast te leggen op een oppervlakje van 0,6 bij 0,9 mm. De letterhoogte is daarbij ongeveer 12 micron.

Fig. 10. Model van een huisbioscoop, uitgerust met een speciaal projectie-apparaat (in de kast gemonteerd) voor cellofaanfilm. Het geprojecteerde beeld voldoet zowel wat scherpte als wat gradatie betreft aan hoge eisen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Of men werkelijk bij de ontwikkeling der microdocumentatie, die thans plaats heeft, tot een dergelijk extreem klein formaat zal willen overgaan, valt niet te voorspellen. Voorlopig worden grotere formaten als wenselijk beschouwd, bijv. 5 × 7 of 2 × 3 mm.

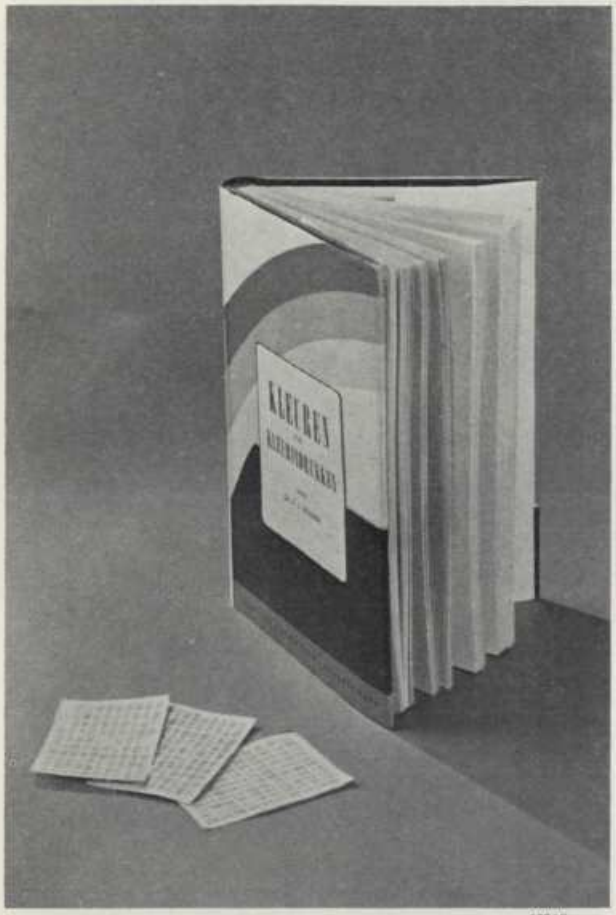


Fig. 11. Drie blaadjes metaal-diazonium-papier, waarop de volledige inhoud is ondergebracht van een boek als ernaast afgebeeld. Elke pagina is op het papier gereproduceerd op een formaat van 5 × 7 mm. Met een eenvoudig leestoestel is het „boek" zeer goed te lezen.

Bepaalt men zich tot de grotere formaten, bijv. 5×7 mm per pagina, dan wordt van het hoge oplossend vermogen van het metaal-diazonium-systeem niet ten volle profijt getrokken; doch dit materiaal zal dan toch van groot belang kunnen blijken te zijn wegens zijn zeer geringe kosten. Grote tabellenwerken, encyclopaedieën enz., die thans practisch alleen in bibliotheken geraadpleegd kunnen worden, zullen, gereproduceerd op een dergelijke kleine schaal en op het goedkope materiaal, in het bezit van een ieder kunnen worden gebracht die deze werken wel eens moet inzien. De microreproducties kunnen met een eenvoudig leesapparaat worden gelezen. Indrukwekkend is de besparing in omvang, ook bij het nog relatief grote formaat van 5 × 7 mm: een rij kloeke folianten van tezamen 10 000 pagina's wordt gereduceerd tot een boekje van 100 pagina's in zakagendaformaat, dat men dus gemakkelijk bij zich kan dragen. Een drietal dergelijke pagina's is, met het hiermee aequivalente normale boek, in *fig. 11* afgebeeld.

Macrodocumentatie

Als laatste toepassingsmogelijkheid van het metaal-diazonium-systeem willen we hier noemen de „macrodocumentatie", die reeds lang ingeburgerd is in de vorm van het lichtdrukken en het vervaardigen van fotocopieën op direct leesbare schaal. Het gebruik van de hiervoor in aanmerking komende documenten (tekeningen, beschrijvingen enz.) brengt mee, dat men het metaal-diazonium-systeem voor dit doel in papier zal aanbrengen. Het papier is na het drenken aan beide kanten lichtgevoelig, het kan dus aan beide kanten voor verschillende copieën worden gebruikt, krult niet en levert door het dubbelzijdig gebruik een soms belangrijke volumebesparing. Voorts vertoont het beeld (een zilverbeeld!) een zeer goed contrast, het heeft een prettige tint, nl. neutraal grijs, en het is volkomen houdbaar — eigenschappen die men bij lichtdrukprocédé's veelal deerlijk mist. Vooral van belang lijkt ons echter de reeds vermelde mogelijkheid om met metaal-diazonium-papier vergrotingen te maken, met belichtingstijden die van een practisch bruikbare orde van grootte zijn (bijv. 1 à 5 seconden, afhankelijk van het formaat). Men krijgt aldus een zeer doelmatige werkmethode: van documenten, opgenomen op microfilm, kan voorzover dit met het oog op herhaald gebruik gewenst is, door vergroot reproduceren op het metaal-diazonium-papier weer een macrodocumentatie worden verkregen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OPTISCHE FOUTEN BIJ AFBEELDING DOOR LENZEN EN SPIEGELS

door W. de GROOT.

535.317.6

Bij verscheidene technisch-optische problemen, zoals de röntgen-schermbeeldfotografie en de televisie-projectie, wordt de behoefte gevoeld aan een lichtsterk optisch systeem. Naast voor dit doel ontwikkelde speciale lichtsterke lenzenstelsels begint het spiegelsysteem van Schmidt, bestaande uit een sferische holle spiegel in combinatie met een asferische correctieplaat, de aandacht te vragen.
In onderstaand artikel worden de voornaamste afbeeldingsfouten (de zg. aberraties van de 3e orde) van optische stelsels in het algemeen en van de sferische spiegel in het bijzonder besproken en wordt aangeduid hoe men met behulp van een correctieplaat alle fouten van de 3e orde van de sferische spiegel op één na (de beeldveldkromming) kan opheffen.

Inleiding

Bij talloze technische problemen op het gebied van verlichtingskunde, fotografie, beeldprojectie enz. wordt de behoefte gevoeld aan een lichtsterk optisch systeem. Bijzondere toepassingen, die in het Philips-laboratorium de aandacht op deze behoefte hebben gevestigd, zijn bijvoorbeeld de röntgen-schermbeeldfotografie en de televisieprojectie.

Naast de ontwikkeling voor deze doeleinden van gecompliceerde lenzensystemen met grote relatieve opening begint een tweede oplossing, namelijk het gebruik van spiegelsystemen, meer en meer de aandacht te vragen. In navolging van Schmidt, die, met het oog op astronomische toepassingen, de sferische spiegel van een asferische correctieplaat voorzag, waardoor de voornaamste afbeeldingsfouten werden opgeheven, is bij Philips een spiegelsysteem met correctieplaat ontwikkeld, dat voor de bovengenoemde doeleinden kan worden toegepast en waarvan de vervaardiging eenvoudig is.

Het is de bedoeling van dit artikel, de afbeeldingsfouten van optische stelsels in het algemeen en van de sferische spiegel in het bijzonder, aan een nadere beschouwing te onderwerpen. In een volgend artikel zullen de eigenschappen en de vervaardiging van de correctieplaat worden besproken.

Oorzaken der afbeeldingsfouten

Het is bekend, dat men met behulp van een lens of lenzensysteem waarvan de begrenzende oppervlakken gecentreerde boloppervlakken zijn, en ook met een sferische holle spiegel, lichtgolven die van één punt („lichtpunt") uitgaan, bij benadering in een ander punt („beeldpunt") kan concentreren en aldus het lichtpunt in het beeldpunt kan „afbeelden". Dat deze afbeelding onvolkomen is heeft twee oorzaken.

In de eerste plaats zullen de bolvormige lichtgolven, die van het lichtpunt uitgaan, na breking of terugkaatsing aan een boloppervlak in het algemeen niet meer streng bolvormig zijn en zich daardoor niet in één punt samentrekken.

De golfoppervlakken zijn daarbij steeds begrensd door de randen van lenzen of spiegels en vaak ook door een opzettelijk aangebracht diafragma. De afbeeldingsfouten die het gevolg zijn van het niet-bolvormig zijn der golfoppervlakken, worden met toenemende diameter der begrenzende openingen in het algemeen groter.

Anderzijds zullen, ten gevolge van deze begrenzing, zg. buigingsverschijnselen optreden, die eveneens een onscherpe afbeelding veroorzaken. Deze hebben des te meer invloed naarmate de doorsnede van de begrenzende opening kleiner is in verhouding tot de golflengte van het gebruikte licht. Het hangt dus van de omstandigheden af, of in de resulterende onscherpte de eerste dan wel de tweede oorzaak overheerst. Bij fotografische lenzen en bij de spiegelsystemen die in dit artikel besproken worden, kan men meestal van de buiging afzien. In dit geval is het geoorloofd de voorstelling van lichtgolven te vervangen door die van lichtstralen, dwz. van zeer smalle lichtbundels, die onafhankelijk van elkaar het stelsel doorlopen en die overal loodrecht staan op de golfoppervlakken. Met andere woorden, men stelt zich dan tevreden met de benadering die de geometrische optica biedt.

Beeldfouten van de eerste orde

In *fig. 1* is de bekende elementaire constructie van de stralengang door een rotatie-symmetrisch optisch stelsel voorgesteld. De stralen die uitgaan van een lichtpunt P, gelegen op een afstand x_1 vóór het eerste brandpunt F_1 en op een afstand y_1 beneden de as, verenigen zich wederom in een punt Q, op een afstand x_2 achter het tweede brandpunt F_2 en op een afstand y_2 boven de as gelegen, waarbij geldt:

$$y_2 : y_1 = f : x_1 = x_2 : f = v.$$

Het vlak door $P \perp$ de as wordt dus in een vlak, door

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$Q \perp$ de as aangebracht, gelijkvormig afgebeeld met een constante lineaire vergroting v. Dit is alleen met voldoende benadering juist, als alle stralen dermate dicht bij de as („paraxiaal") verlopen, dat de hoeken, die alle straaldelen met de as insluiten, zo klein

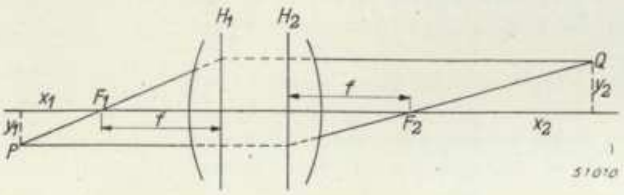


Fig. 1. Elementaire constructie van het beeld Q van een lichtpunt P in het geval van paraxiale stralengang. H_1 en H_2 stellen de zg. hoofdvlakken van het stelsel voor; de brandpuntsafstand is f.

zijn, dat zij met hun sinussen en tangenten mogen worden verwisseld. De grootheid v wordt de paraxiale vergroting genoemd.

Reeds in het boven bedoelde eenvoudige geval van paraxiale stralengang kan men van afbeeldingsfouten spreken. Zij daartoe (*fig. 2*) een smalle stralenbundel gegeven, die zich verenigt in een beeldpunt Q, gelegen in het vlak V, op een afstand y_0 van de as. Vangen wij de stralen op in een ander vlak W, dat niet samenvalt met V, dan zal in dit vlak in plaats van een lichtpunt een vlekje worden waargenomen, dat ten opzichte van het punt Q verschoven is. In het bijzonder zal een straal, die een vlak U snijdt in een punt D met coördinaten $y = H \cos \varphi$, $z = H \sin \varphi$, het vlak W treffen in een punt met de coördinaten

$$y = y_0 + a_1 H \cos \varphi + a_2 y_0, \quad . \; . \quad (1a)$$

$$z = a_1 H \sin \varphi, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1b)$$

waarin a_1 en a_2 evenredig zijn met de afstand d tussen V en W.

Laat men φ alle waarden doorlopen tussen 0 en 2π, dan beschrijft het punt y_u, z_u in het vlak U een cirkel met straal H. De straal DQ beschrijft daarbij een kegeloppervlak. Laat men H vervolgens alle waarden aannemen tussen nul en een maximale waarde H_1, dan ontstaat een geheel met stralen

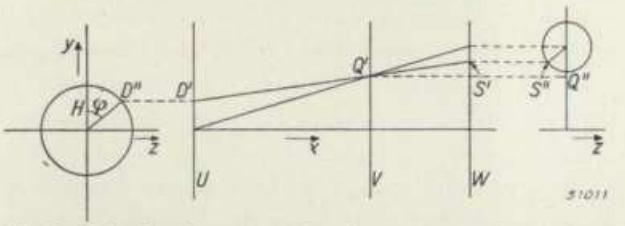


Fig. 2. Tekening in xy- en yz-projectie van een stralenkegel met Q (projecties Q', Q'') als top, die het vlak U snijdt volgens een cirkel met straal H. Deze kegel snijdt het vlak W volgens een cirkel, die ten opzichte van de yz-projectie Q'' van Q verschoven is (instelfout).

gevulde kegel. Men kan zich deze ook ontstaan denken doordat in het vlak U een cirkelvormig diafragma met straal H_1 is aangebracht. Het vlak U willen wij daarom het diafragmavlak noemen.

Men kan nu $y - y_0$ en $z - z_0$ ($= z$, daar immers $z_0 = 0$) de afbeeldingsfouten voor de door y_u, z_u en Q bepaalde straal noemen. Deze fouten zijn het gevolg van de keuze van het vlak W. In de practijk kunnen deze fouten bijvoorbeeld optreden bij een fotografische camera, indien de afstand van het matglas tot de lens onjuist is ingesteld. De door de formules (1a, 1b) beschreven fouten noemt men dan ook wel instelfouten of afbeeldingsfouten van de eerste orde, omdat zij beschreven worden door een uitdrukking van de eerste graad in H en y_0. De instelfouten zijn tweeërlei. De term met y_0 blijft bestaan ook al wordt de grootheid H nul. Hij heeft dan een vergroting van de afstand van het beeldpunt tot de as ten gevolge in de verhouding $(1 + a_2) : 1$. Men kan dit de vergrotingsfout van de eerste orde noemen. De termen die van H afhangen, nemen toe met H, dus met de opening van de stralenkegel. Men kan dit openingsfouten van de eerste orde noemen. Het is duidelijk dat zowel de vergrotingsfout als de openingsfouten evenredig zijn met de afstand d tussen V en W en dat zij verdwijnen als W met V samenvalt ($d = 0$).

Beeldfouten van hogere orde

Indien men (*fig. 3*) het lichtpunt P kiest op de as van het optisch systeem, maar de voorwaarde laat vallen, dat de straal een zeer kleine hoek met de

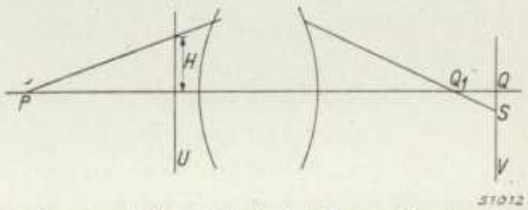


Fig. 3. Een straal door P in het vlak van tekening ($\varphi = 0$) die met de as een grote hoek insluit, snijdt de as niet in het paraxiale beeldpunt Q, maar in Q_1, en het vlak V in S, waarbij QS in eerste benadering evenredig is met H^3. Daarbij is H de afstand tot de as van het snijpunt van de straal met het vlak U,

as insluit, zal deze wegens de rotatiesymmetrie geheel verlopen in een vlak door de as. Hij zal echter na breking de as niet meer snijden in het paraxiale beeldpunt Q, maar in een punt Q_1 en bij verlenging het vlak V ontmoeten in een punt S. Kiezen wij, om de straal te bepalen, weer een vlak U en daarin een doorsnijdingspunt met coördinaten $y_u = H \cos \varphi$, $z_u = H \sin \varphi$, dan zullen de coördinaten van S zijn

$$y = A \cos \varphi, \quad z = A \sin \varphi, \quad . \; . \; . \quad (2)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin A een functie is van H, die, in een reeks ontwikkeld, van de gedaante is:

$$A = c_1H^3 + e_1H^5 + \dots \qquad (3)$$

De reeks heeft noodzakelijk slechts oneven termen omdat, bij vervanging van H door $-H$ en van φ door $\varphi+\pi$, waardoor y_u en z_u niet van waarde veranderen, ook y en z onveranderd moeten blijven.

De afbeeldingsfouten (2) staan bekend onder de naam sferische aberratie. De termen met coëfficient c_1 heten sferische aberratie van de 3e orde, die met e_1 sferische aberratie van de 5e orde, enz.

Beschouwen wij thans een lichtpunt P buiten de as gelegen, doch in hetzelfde xy-vlak (*fig. 4*). Indien de wetten der paraxiale afbeelding bleven gelden, zou het beeldpunt in Q terechtkomen op een afstand y_0 van de as. Een willekeurige straal, bepaald door zijn snijpunt $y_u = H\cos\varphi$, $z_u = H\sin\varphi$ met een vlak U, zal nu het paraxiale beeldvlak V treffen in een punt S, waarvan in fig. 4 de xy-projectie (S') en de yz-projectie (S'') zijn aangegeven.

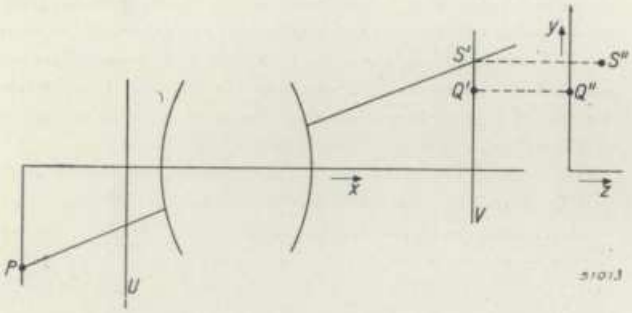


Fig. 4. Tekening in xy-projectie van een straal door P, die het vlak U snijdt in het punt $y_u = H\cos\varphi$, $z_u = H\sin\varphi$. P ligt in het vlak van tekening, tevens symmetrievlak, de bedoelde straal echter niet. Deze snijdt nu het vlak V in een punt S waarvan de xy-projectie S' en de yz-projectie S'' zijn aangegeven en dat afwijkt van het paraxiale beeld Q (projecties Q' en Q'') van P (zie formules (4a) en (4b)). De afstand van Q' en Q'' tot de as is y_0.

Berekening leert, dat de coördinaten y en z van S gegeven zijn door

$$y = y_0 + c_1H^3\cos\varphi + c_2H^2y_0\,(2+\cos 2\varphi) + \\ + c_3Hy_0^2\cos\varphi + c_4y_0^3 + \dots \qquad (4a)$$

$$z = c_1H^3\sin\varphi + c_2H^2y_0\sin 2\varphi + \\ + c_3'Hy_0^2\sin\varphi + \dots \qquad (4b)$$

waarin de constanten $c_1 \dots c_4$ behalve van de aard van het optische stelsel, van de plaats van P en van de keuze van het vlak U afhangen.

Daar wij ons in het vervolg tot de fouten van de derde orde zullen beperken, is de reeksontwikkeling bij de termen van de 3e graad afgebroken.

Zoekt men de doorsnijding van dezelfde straal met een vlak W dat op een afstand d evenwijdig aan V is aangebracht, dan wordt de rechterzijde van (4a) en (4b) nog vermeerderd met termen van de gedaante (1a) en (1b), terwijl, als d voldoende klein is, de coëfficienten c geacht kunnen worden onveranderd te blijven.

Dat de formules voor de 3e-orde-aberraties inderdaad van de gedaante zijn die in (4a) en (4b) is aangegeven, kan men het gemakkelijkste inzien door een redenering die afkomstig is van Conrady [1]).

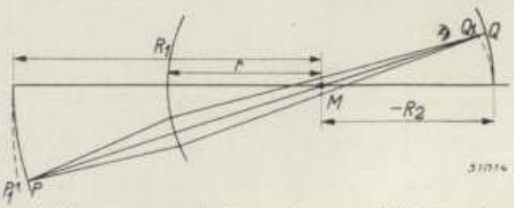


Fig. 5. Breking aan een bolvormig grensvlak (straal r). Het punt P wordt door stralen, die paraxiaal zijn ten opzichte van PM, afgebeeld in Q. Verplaatsing van P naar P_1 doet het beeldpunt Q verschuiven naar Q_1 (zie tekst p. 304).

Beschouwen wij hiertoe (*fig. 5*) de breking aan een enkel bolvormig grensvlak (middelpunt M, straal r, brekingsindex links: n_1, rechts: n_2). Wij interesseren ons nu niet, zoals boven, voor alle lichtpunten, die gelegen zijn in een plat vlak, loodrecht op de as van het systeem, maar voor de lichtpunten, die gelegen zijn op een bol met straal R_1, die het punt M tot middelpunt heeft. Een van deze punten zij P, zodat $MP = R_1$. Het is duidelijk, dat in dit speciale geval, wegens de bolsymmetrie, de lijn PM met evenveel recht als as mag worden opgevat. Beperkt men zich tot stralen, die paraxiaal zijn ten opzichte van de nieuwe as PM, dan zal het bijbehorende beeldpunt Q gelegen zijn op een afstand $-R_2$ van M, waarbij uit de elementaire theorie volgt, dat

$$\frac{1}{n_1R_1} - \frac{1}{n_2R_2} = \frac{1}{r}\left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2}\right) = -\frac{1}{r}\,A\left(\frac{1}{n}\right).$$

Hierin moet men de grootheden R_1 en R_2 positief of negatief nemen, naar gelang de bijbehorende bol de holle zijde naar rechts of naar links keert. Laat men P de bol R_1 doorlopen, dan is de meetkundige plaats der punten Q de bol R_2.

Beschouwt men vervolgens (*fig. 6*) de straal PA, die ten opzichte van de as PM niet paraxiaal is, dan zal deze straal

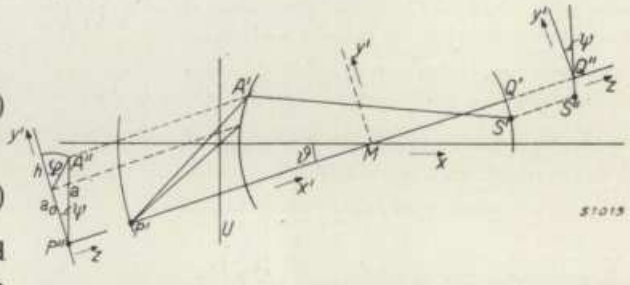


Fig. 6. Verklaring van de 3e-orde-aberraties uit de sferische aberratie volgens Conrady. De straal van P naar A, van welke punten de $x'y'$-projecties, $P'A'$ en de $y'z$-projecties $P''A''$ zijn aangegeven, treft de bol door Q (projecties Q', Q'') in S (projecties S', S'').

[1]) A. E. Conrady, The five aberrations of lens-systems, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **79**, 60-66, 1918.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onder invloed der sferische aberratie de bol niet snijden in Q, maar in een punt S met coördinaten

$$y' = ka^3 \cos\psi \quad \text{en} \quad z' = ka^3 \sin\psi.$$

Hierin is y' de afstand van de y-projectie tot de as PM en $z' = z$ de afstand tot het vlak van tekening, terwijl a de afstand van A tot de as voorstelt en ψ de hoek is tussen het vlak PAM en het vlak van tekening.

Met behulp van de in fig. 6 links getekende $y'z'$-projectie vindt men gemakkelijk, dat

$$a\sin\psi = h\sin\varphi \quad \text{en} \quad a\cos\psi = a_0 + h\cos\varphi.$$

De betekenis van a_0, h, φ is in de figuur aangegeven. Daar nu verder

$$a^2 = a_0^2 + h^2 + 2a_0 h\cos\varphi,$$

vindt men voor S:

$$y' = k[a_0^3 + 3a_0^2 h\cos\varphi + a_0 h^2(1 + 2\cos^2\varphi) + h^3\cos\varphi] \quad (5a)$$

$$z' = k[a_0^2 h\sin\varphi + 2a_0 h^2 \sin\varphi\cos\varphi + h^3\sin\varphi] \ldots \quad (5b)$$

Daar het slechts om kleine grootheden gaat en wij de ontwikkeling bij de termen van de 3e graad afbreken, stellen de rechterleden tevens de aberraties $y - y_0$ en $z - z_0$ voor van het punt S in het coördinatenstelsel xyz (bij de transformatie van y' naar y mag men $\cos\vartheta = 1$ stellen, daar hogere termen slechts invloed hebben op aberraties van de 5e en hogere orde). Bedenkt men verder dat bij voldoende benadering (verwaarlozingen treffen ook hier slechts de hogere aberraties) geldt:

$$a_0 = \alpha y_0 \quad \text{en} \quad h = \beta H,$$

waarbij y_0, H en φ soortgelijke betekenis hebben als vroeger, namelijk y_0 de y-coördinaat van het paraxiale beeldpunt Q, H en φ de poolcoördinaten van het doorsnijdingspunt met U, dan vindt men

$$y - y_0 = \gamma_1 H^3\cos\varphi + \gamma_2 H^2 y_0(2 + \cos 2\varphi) + 3\gamma_3 H y_0^2\cos\varphi + \gamma_4 y_0^3, \ldots \quad (6a)$$

$$z - z_0 = \gamma_1 H^3\sin\varphi + \gamma_2 H^2 y_0 \sin 2\varphi + \gamma_3 H y_0^2 \sin\varphi, \ldots \quad (6b)$$

waarmee de formules (4) zijn verkregen, met dit verschil echter, dat de coëfficienten van Hy_0^2 in (4) niet, zoals hier, in de verhouding 3 : 1 staan. Dit komt doordat hier de coördinaten zijn bepaald van het snijpunt van de gebroken straal met de bol R_2, terwijl bovendien het beeldpunt gekozen is op de bol R_1. Verplaatst men P langs MP naar P_1, gelegen op een bol met straal R_1' die de bol met straal R_1 raakt, dan verschuift het punt Q naar Q_1. De formules (6) stellen nu evenzeer met voldoende benadering (slechts voor de term met y_0^3 is dit niet geheel juist) de coördinaten voor van het snijpunt van de beschouwde straal met een bol met straal R_2' die aan de bol met straal R_2 raakt, en waarbij wederom geldt:

$$\frac{1}{n_1 R_1'} - \frac{1}{n_2 R_2'} = \frac{1}{r}\left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2}\right) = -\frac{1}{r}\Delta\left(\frac{1}{n}\right).$$

Men verkrijgt een plat voorwerpsvlak, loodrecht op de hoofdas van het systeem, door $R_1' = \infty$ te stellen. Hierdoor gaat R_2' over in een bepaalde waarde R_p, waarvoor geldt

$$-\frac{1}{n_2 R_p} = -\frac{1}{r}\Delta\left(\frac{1}{n}\right).$$

Dit is het zg. Petzval-oppervlak. De aberratie in het paraxiale beeldvlak, d.i. het platte vlak loodrecht op de hoofdas, dat aan de bol R_2 raakt, verschilt van de uitdrukking (6) door een bedrag dat evenredig is met de afstand van Q_1 tot dit vlak ($= y_0^2/2R_p$) en met de openingsparameter H. Brengt men deze correctie aan, dan wordt een gelijk bedrag bij de beide coëfficienten $3\gamma_3$ en γ_3 opgeteld en gaat de eenvoudige verhouding 3 : 1 verloren.

Heeft men niet met één enkel brekend oppervlak, doch met een serie van brekende oppervlakken (lenzenstelsel) te maken, dan kan men verder gaan en het boloppervlak met straal R_p als voorwerpsvlak voor een volgende breking beschouwen. Men blijft een formule van de gedaante (6) vinden, welke nu geldt op een bol met straal R_P, waarvoor men vindt:

$$\frac{1}{n_{l+1} R_P} = \sum_{i=1}^{i=l} \frac{1}{r_i}\Delta_i\left(\frac{1}{n}\right).$$

Hier heeft l betrekking op het laatste brekende oppervlak; R_P is de straal van het Petzval-oppervlak van het stelsel. De verhouding 3 : 1 tussen de coëfficienten van Hy_0^2 bestaat ook hier. Zij gaat wederom verloren bij het aanbrengen van de correcties, welke nodig zijn bij overgang op een vlak beeldveld.

Nadere beschouwing der 3e-orde-aberraties

Tot een beter inzicht in de betekenis der termen van (4a) en (4b) komt men door de doorsnijdingsfiguren te bestuderen, die ontstaan als men, bij constante H, φ alle mogelijke waarden laat aannemen.

Men moet hierbij in het oog houden, dat, hoewel de voorgestelde analytische behandeling een volledig inzicht geeft in de geometrische eigenschappen van de gebroken stralenbundels, dit niet meer het geval is, indien men, zoals wij straks zullen doen, de termen elk apart in het oog vat. Op het feit dat hierdoor in de literatuur vaak onjuiste conclusies worden aangetroffen, is o.a. gewezen door Gullstrand [2]).

Ook mag men, zelfs als men een volkomen juist beeld heeft van de loop der stralenbundels na de breking, hieruit niet zonder meer gevolgtrekkingen maken over de intensiteitsverdeling in de bundels. De benadering der geometrische optica laat ons hier min of meer in de steek, daar zij geen rekening houdt met de cohaerentie tussen de stralen. Hierop is o.a. gewezen door Picht [3]) en door Zernike [4]).

Eenvoudigheidshalve beschouwen wij de formules (4a) en (4b) nu term voor term.

Sferische aberratie

In de termen met H^3 herkent men de reeds eerder besproken sferische aberratie. Deze blijft dus voor punten buiten de as onverminderd bestaan. Is deze fout alleen aanwezig, dan doorloopt bij variatie van φ het punt S een cirkel om het punt Q waarvan de straal evenredig is met H^3 (*fig.* 7).

Coma

De termen met $H^2 y_0$ worden samengevat onder de naam comafout. Indien deze termen alleen aanwezig waren, zou het snijpunt S, bij variatie van φ en constante H, een cirkel beschrijven en wel

[2]) Zie bijv. A. Gullstrand, Naturwiss. 14, 653-664, 1926.
[3]) J. Picht, Optische Abbildung, Braunschweig, 1931.
[4]) Zie B. R. A. Nijboer, diss. Groningen, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zó dat deze wegens de term 2φ tweemaal zou worden doorlopen als de zône in het diafragmavlak éénmaal doorlopen wordt. Het middelpunt van deze cirkel ligt op een afstand $2c_2H^2y_0$ van het paraxiale

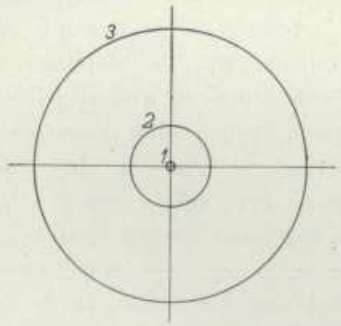


Fig. 7. Doorsnijdingsfiguren met het vlak V beantwoordend aan de termen met H^3 (sferische aberratie) voor waarden van H, die zich verhouden als 1 : 2 : 3.

beeldpunt. Wegens de evenredigheid met y_0 kan men hier van een vergrotingsfout spreken, welke echter evenredig is met H^2. Laat men H achtereenvolgens verschillende waarden aannemen, dan krijgt men (*fig. 8*) een stel cirkels, waarvan de gemeenschappelijke raaklijnen elkaar onder een hoek van 60° snijden.

Astigmatisme en beeldveldkromming

De termen met Hy_0^2 zijn, wegens de evenredigheid met H, op te vatten als een openingsfout, die echter van y_0 afhangt. De doorsnijding van de stralen van een zône (H constant, φ variabel) met het vlak V is een ellips met assen $c_3Hy_0^2$ en $c_3'Hy_0^2$. Beschouwen wij de doorsnijding met een vlak W op een afstand d van V, dan worden aan de aberraties

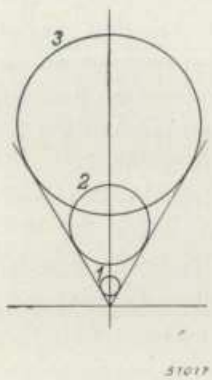


Fig. 8. Doorsnijdingsfiguur met het vlak V, beantwoordend aan de termen met H^2y_0 (coma) voor waarden van H, die zich verhouden als 1 : 2 : 3.

termen $a_1H\cos\varphi + a_2y_0$ resp. $a_1H\sin\varphi$ toegevoegd, waardoor de assenverhouding van de ellips wordt gewijzigd. Door een geschikte keuze van d kan men hetzij de coëfficient van $\cos\varphi$, hetzij die van $\sin\varphi$ nul maken, waardoor de doorsnijdingsfiguur zich samentrekt tot een lijntje $\perp$ de y- resp. de z-as (*fig. 9*). De middelpunten M_s en M_t van deze gedegenereerde ellipsen noemt men het sagittale resp. het tangentiële of meridionale beeldpunt. De meetkundige plaats der sagittale beeldpunten bij variatie van y_0 is in het xy-vlak een cirkel en in de ruimte een boloppervlak, het zg. sagittale beeldvlak; evenzo liggen de tangentiële beeldpunten op een ander boloppervlak, het tangentiële beeldvlak.

De krommingen der beeldvlakken zijn gegeven door

$$\frac{1}{R_t} = \frac{2c_3}{a_1/d} \text{ resp. } \frac{1}{R_s} = \frac{2c_3'}{a_1/d} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Men noemt

$$\frac{1}{R_m} = {}^1/_2\left(\frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6a)$$

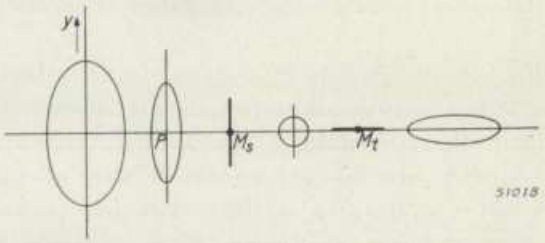


Fig. 9. Reeks van doorsneden (H = const.) met een aantal vlakken W (d negatief, in absolute waarde toenemend), die beantwoorden aan de termen Hy_0^2 (beeldveldkromming en astigmatisme). M_s is het sagittale, M_t het tangentiële of meridionale beeldpunt. Halverwege M_s en M_t is de doorsnede een cirkel. In P (de doorsnijding met het Petzval-oppervlak, $PM_s = 1/3\ PM_t$) is de assenverhouding 1 : 3.

de gemiddelde beeldveldkromming. Op de aan deze kromming beantwoordende bol is de doorsnijdingsfiguur een cirkel. De grootheid

$$A = {}^1/_2\left(\frac{1}{R_t} - \frac{1}{R_s}\right), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6b)$$

die de afstand der punten M_s en M_t bepaalt, heet astigmatisme. Een interessante betrekking tussen R_s en R_t ontstaat als men deze grootheden in verband brengt met de grootheid R_P, de straal van het zg. Petzval-oppervlak van het stelsel.

Zoals wij boven zagen, hangt deze op eenvoudige wijze samen met de gegevens van het stelsel. In plaats van de boven gegeven uitdrukking kan men ook schrijven

$$\frac{1}{n_{l+1}R_P} = -\sum_{k=1}^{k=l+1}\frac{\Phi_k}{n_k},$$

waarin Φ_k de sterkte voorstelt van de door twee opvolgende grensvlakken gevormde lens (in vacuum geplaatst) en n_k de brekingsindex van het medium tussen die grensvlakken. Daarbij moet men Φ_k nemen voor een dikte nul, zodat

$$\Phi_k = (n_k - 1)\left(\frac{1}{r_{k-1}} - \frac{1}{r_k}\right),$$

terwijl men $1/r_0$ en $1/r_{l+1}$ gelijk aan nul moet stellen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tussen de Petzval-kromming $1/R_P$ en de beide beeldveldkrommingen bestaat namelijk de betrekking

$$\frac{1}{R_P} = \frac{1}{R_m} - 2A = \frac{1}{R_s} - A = \frac{1}{R_t} - 3A. \quad (7)$$

Vertekening

De term met y_0^3 ten slotte stelt een van y_0 afhankelijke vergrotingsfout voor, die onafhankelijk is van H en dus voor oneindig smalle bundel blijft bestaan. Zij heeft een niet-lineaire radiale vervorming van het beeld ten gevolge, die vertekening wordt genoemd. Een vierkant, in het voorwerpvlak symmetrisch ten opzichte van de as gelegen, wordt vervormd tot een „ton" (tonvormige vertekening) of tot een „kussen" (kussenvormige vertekening) naar gelang c_4 negatief of positief is.

Bij het voorgaande moet men steeds bedenken, dat de beschouwde aberraties, die met afzonderlijke namen zijn aangeduid, gelijkwaardige termen zijn in een reeksontwikkeling en dat de ware afwijking van het snijpunt ten opzichte van het paraxiale beeldpunt wordt verkregen door sommatie van alle termen. De ware doorsnijdingsfiguur van de stralen van een zône met het vlak V of met een vlak W kan dus een zeer gecompliceerde kromme zijn (in het algemeen van de 4e graad). Verder moet men bedenken dat de coëfficienten c behalve van de eigenschappen van het stelsel in het algemeen afhangen van de plaats van het voorwerp en van de keuze van het diafragmavlak.

Ten slotte is het duidelijk, dat de besproken beeldfouten van de 3e orde inderdaad slechts een benadering voorstellen en dat een volledig inzicht ook de beschouwing van termen van de 5e en hogere orde zou eisen.

Chromatische aberraties

Men zou geneigd zijn uit het voorgaande af te leiden, dat, om een goede afbeelding in een vlak beeldvlak bij een gewenste vergroting te krijgen, het voldoende is er voor te zorgen, dat het stelsel de juiste brandpuntsafstand heeft en dat de afbeeldingsfouten van de 1e en 3e orde, dus de coëfficienten $a_1 \ldots c_4$ nul zijn. Dit zou een aantal voorwaarden geven, waaraan moet worden voldaan, door de krommingen en de afstanden der lensoppervlakken en de brekingsindices der glassoorten de juiste waarden te geven. Immers zijn de coëfficienten $a_1 \ldots c_4$ functies van laatstgenoemde grootheden.

Men zou dan echter nog geen rekening hebben gehouden met het feit, dat de brekingsindices en daarmee de coëfficienten $a_1 \ldots c_4$ afhangen van de golflengte λ. Heeft de brandpuntsafstand voor een gegeven λ een bepaalde waarde, dan zal die voor een andere λ anders zijn. In verband hiermee zullen bij dezelfde instelling, dus bij dezelfde stand van het beeldvlak, ook al zijn de instelfouten voor een bepaalde λ nul, voor een andere golflengte fouten van de 1e orde optreden. Men noemt deze chromatische aberraties van de 1e orde. Ook de coëfficienten $c_1 \ldots c_4$ zullen van λ afhangen. Men kan hieraan tegemoet komen door te eisen dat de coëfficienten $a_1 \ldots c_4$ voor een aantal (twee of drie) waarden van λ nul zijn, in de hoop, dat zij ook voor tussenliggende waarden van λ weinig van nul zullen verschillen. Hierdoor wordt het aantal voorwaarden echter aanzienlijk vergroot. Bovendien moet men bij een lichtsterk objectief (H/f groot) en bij een uitgebreid beeldveld (y_0/f groot) niet alleen met de fouten van de 1e en 3e orde rekening houden maar ook met fouten van hogere (5e en 7e) orde.

Het ontwerpen van een lenzenstelsel

Hieruit blijkt wel, dat het ontwerpen van een lenzenstelsel, dat aan hoge eisen moet voldoen, alléén op grond van een mathematische analyse van de beeldfouten, vrijwel ondoenlijk is. Het is er dan ook verre van, dat men in de practijk op deze wijze te werk gaat. Het ontwerpen van optische stelsels is veelal meer een zaak van empirie dan van theorie en tot op zekere hoogte zelfs meer een kunst dan een wetenschap. Echter zal men steeds, door op een empirisch gevonden oplossing de analyse der beeldfouten toe te passen, het resultaat controleren. Het zal dan veelal blijken, dat de fouten van de 3e orde niet nul zijn, maar dat een zodanige combinatie van deze fouten met die van hogere orde is ontstaan, dat het resultaat gemiddeld zo bevredigend mogelijk is.

De moeilijkheden, die de chromatische aberraties veroorzaken, ontbreken bij de afbeelding door spiegels. Dit is een van de redenen waarom men in sommige gevallen de voorkeur geeft aan spiegelsystemen boven lenzenstelsels. Een andere reden is dat de sferische aberratie van een holle spiegel kleiner is dan die van een brekend oppervlak van dezelfde sterkte.

De sferische spiegel

Wij denken ons een sferische spiegel met cirkelvormige begrenzing. De symmetrie-as zij als hoofdas van het optische systeem gekozen. De paraxiale stralen die van een punt P_0 op deze as uitgaan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden in een punt Q_0 verenigd, dat op dezelfde as is gelegen. Een niet-paraxiale straal uit P_0 treft de as na terugkaatsing in een van Q_0 verschillend punt Q_0' en het paraxiale beeldvlak in een punt S, waarbij Q_0S $(= c_1H^3)$ weer de sferische aberratie voorstelt.

Beschouwen wij nu een lichtpunt P, gelegen buiten de as maar op gelijke afstand van het middelpunt M als P_0, dan zal de lijn PM voor het boloppervlak, waarvan de spiegel een deel uitmaakt, eveneens een symmetrie-as zijn. Stralen, die paraxiaal zijn ten opzichte van PM zullen zich verenigen in een punt Q op PM, waarbij $QM = Q_0M$. De stralen, die niet paraxiaal zijn ten opzichte van PM, treffen deze lijn in een ander punt Q'. De beeldfouten bij de afbeelding van het punt P kunnen dus worden beschreven als sferische aberratie ten opzichte van de nevenas PM.

De situatie is nu volkomen gelijk aan die in het bovenbeschreven geval (zie fig. 5 en 6) van breking door een enkel bolvormig brekend oppervlak. Men kan ook hierop de beschouwingen van Conrady toepassen en op deze wijze de waarden van de coëfficienten van de fouten van de 3e orde afleiden.

Diafragma in krommingsmiddelpunt

Wij zullen het algemene geval niet in bijzonderheden uitwerken, maar het speciale geval bespreken, waarin het diafragmavlak door M gaat. Bovendien kiezen wij de afstand $P_0M = \infty$ en beschouwen dus de afbeelding van een oneindig ver vlak. Het paraxiale beeldpunt van P_0 valt dan samen met het

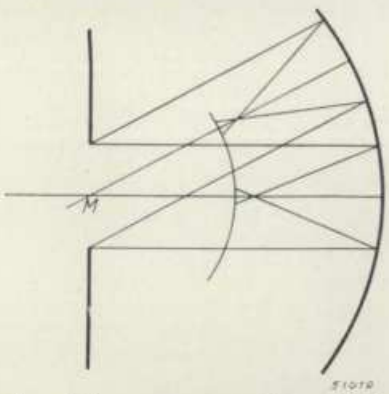


Fig. 10. Een diafragma waarvan het middelpunt samenvalt met het spiegelmiddelpunt M bewerkt een nagenoeg scherpe afbeelding op een bol met straal $|f| = |R| : 2$. Afhankelijk van de diameter van het diafragma treedt echter sferische aberratie op. De lichtpunten P_0 en P denke men zich als de oneindig verre punten van de getekende hoofd- resp. nevenas.

brandpunt van de sferische spiegel. Men ziet gemakkelijk in (zie *fig. 10*) dat door de bijzondere plaats van het diafragma alle bundels die door het diafragma worden doorgelaten, in gelijkwaardige omstandigheden verkeren (afgezien van het feit, dat een scheef invallende bundel de cirkelvormige diafragma-opening ziet als een ellips met weinig van 1 verschillende assenverhouding). Stralen, die ten opzichte van PM paraxiaal zijn, verenigen zich op een afstand $|f| = |R|/2$ van M. De andere stralen hebben ten opzichte van de bol met straal $|f|$ dezelfde sferische aberratie die ook de stralen uit P_0 ten opzichte van deze bol vertonen. Wij kunnen dus zeggen, dat voor stralen die paraxiaal zijn ten opzichte van een nevenas, de afbeelding scherp is in een gekromd beeldvlak (straal $|f|$) en dat de andere stralen verder als enige beeldfout sferische aberratie vertonen.

Wij kunnen echter ook, evenals boven voor een lenzenstelsel geschiedde, een plat beeldveld door het brandpunt (paraxiaal beeldvlak ten opzichte van de hoofdas P_0M) beschouwen en de beeldfouten ten opzichte van dit vlak door coëfficienten $c_1 \ldots . c_4$ uitdrukken. Het blijkt dan dat, als $y_0 = f \operatorname{tg}\vartheta$ $(\vartheta = \angle\ P_0MP)$ en $z_0 = 0$, het doorsnijdingspunt van de teruggekaatste straal uit P met het beeldvlak gegeven is door

$$y - y_0 = \frac{1}{2R^2} H^3 \cos\varphi - \frac{2}{R^2} H y_0^2 \cos\varphi,$$

$$z - z_0 = \frac{1}{2R^2} H^3 \sin\varphi - \frac{2}{R^2} H y_0^2 \sin\varphi,$$

zodat $c_1 = 1/2R^2$, $c_3 = c_3' = -2/R^2$ en $c_2 = c_4 = 0$. Hieruit blijkt opnieuw, dat er wel beeldveldkromming is, maar geen astigmatime en dat coma en vertekening ontbreken. Verder is de enige fout de sferische aberratie.

Zoals men gemakkelijk kan nagaan, is $a_1 = d/f = 2d/R$ en de beeldveldkromming dus

$$\frac{2\,c_3}{a_1/d} = \frac{2}{R}.$$

De straal van het gekromde beeldvlak is dus $|R/2| = |f|$. Aangezien het astigmatisme nul is, is dit oppervlak tevens het Petzval-oppervlak. Op veelal gebruikelijke wijze kan men dit afleiden uit de boven gegeven algemene formules voor de Petzval-kromming, welke voor het geval van breking gelden, door n vóór de terugkaatsing $= 1$ en na de terugkaatsing $= -1$ te stellen, zodat $\Delta\,(1/n) = 2$.

Sferische spiegel met correctieplaat

Indien men bij de sferische spiegel over een middel zou beschikken om de invallende stralen bij het passeren van het diafragmavlak zodanig van richting te doen veranderen dat de sferische aberratie wordt opgeheven, zou men een volmaakte afbeelding krijgen op een bol met straal $|R|/2$.

Deze opmerking is van groot practisch belang. In de zg. correctieplaat van Schmidt, een plaat die aan één zijde zuiver vlak is en aan de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

andere zijde een asferisch oppervlak vertoont, bezit men nl. een middel om dit verlangen met grote benadering te verwezenlijken.

Het is duidelijk, dat men hierdoor een systeem kan realiseren, dat de voordelen van een grote opening (dus grote lichtsterkte) paart aan die van een uitgebreid beeldveld. Men bereikt hierdoor op eenvoudige wijze een resultaat waarvoor anders een zeer gecompliceerd lenzenstelsel nodig zou zijn. Zelfs is het mogelijk, wat de lichtsterkte betreft, de bestaande lenzensystemen verre te overtreffen. Men moet dan echter op de koop toe nemen, dat het beeldveld niet vlak is, doch gebogen.

De vervaardiging en de toepassingen van de correctieplaat zullen in volgende artikelen ter sprake komen.

Aanhangsel: Opmerking over de parabolische spiegel

Ten slotte nog enige opmerkingen over de parabolische spiegel.

Fig. 11 stelt de doorsnede van het vlak van tekening met een parabolische spiegel voor, waarvan de kromtestraal in de top R bedraagt. Richt men in een punt P de normaal op het spiegelvlak op, dan snijdt deze de as in een punt N, zodanig dat de afstand van N tot het voetpunt Q van de loodlijn uit P op de as (de zg. subnormaal) de lengte R heeft, in tegenstelling tot de bol met middelpunt M, waarbij de normaal zelf de lengte R heeft, terwijl alle normalen door M gaan. Dit verschil in gedrag van beide krommen is oorzaak dat stralen die // de as invallen, geen sferische aberratie vertonen, maar alle exact door het brandpunt F gaan, waarbij $MF = FO = {}^1/_2\,|R|$. Men zou, als men slecht nadenkt, kunnen menen dat nu een parabolische spiegel met een diafragma in het krommingsmiddelpunt M automatisch vrij zou zijn van beeldfouten. Dit is echter niet het geval, omdat bij de paraboloïde niet zulk een

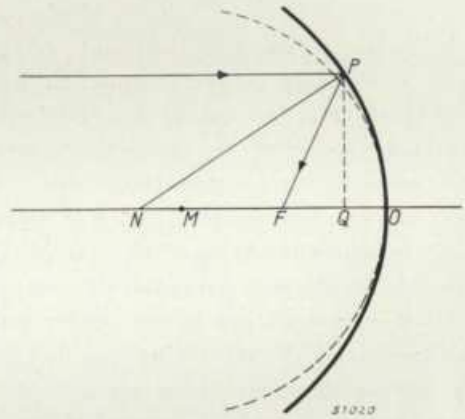


Fig. 11. Stralengang bij de parabolische spiegel. Een straal door P // de as, treft na reflectie de as in F, waarbij $MF = FO = {}^1/_2\,|R|$. Hierbij is R de straal van de kromtecirkel in O (gestippeld). NP is de normaal in P op de parabool; $NQ = MO = |R|$.

hoge graad van symmetrie ten opzichte van het punt M bestaat als bij de bol het geval is. Inderdaad vindt men door berekening, dat

$$c_1 = 0,\ |c_2| = 1/R^3,\ |c_3| = 8/R^3,\ |c_3'| = 4/R^3,\ |c_4| = 4/R^3.$$

Behalve de sferische aberratie, welke natuurlijk ontbreekt, zijn alle andere beeldfouten nu wel degelijk aanwezig.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

CONSTANTE VERSTERKING ONDANKS VERANDERLIJKHEID VAN DE SCHAKELELEMENTEN

door J. J. ZAALBERG van ZELST. 621.394.645.3

In een vorig artikel werden schakelingen voor versterkers besproken waarbij de versterking zeer weinig afhankelijk is van de steilheid der buizen; de waarden der overige schakelelementen waren daarbij constant ondersteld. In het onderstaande artikel wordt het probleem gesteld, een schakeling te ontwerpen zodanig dat bovendien de versterking weinig afhankelijk is van de variaties in de waarden der schakelelementen, of, scherper gezegd, binnen grenzen blijft die nauwer zijn dan de tolerantie van de waarden der onderdelen, indien deze niet constant zijn. Bij de oplossing wordt voortgebouwd op de in het vorig artikel besproken methode, waarbij men de versterker met een niet-storende hulpfrequentie laat oscilleren. Als terugkoppelnetwerk wordt nu een vierpool gebruikt, welke, bij verandering der onderdelen, een nagenoeg constante verzwakking bezit, mits gelijktijdig de (hulp)frequentie zodanig wordt gewijzigd dat het faseverschil tussen ingangs- en uitgangsspanning van de vierpool constant blijft. Aan deze voorwaarde wordt in de oscillator automatisch voldaan, daar deze alleen kan oscilleren als het genoemde faseverschil 180° bedraagt. Aldus kunnen schakelingen worden verwezenlijkt met een versterking per buis van bijv. ca 8 ± 1% bij + of — 5% tolerantie in de waarden der onderdelen. Een aantal dusdanige trappen kan zonder bezwaar in cascade worden geplaatst.

Inleiding

Een versterker bestaat uit een of meer versterkbuizen en een aantal andere schakelelementen, zoals weerstanden, condensatoren, enz. De grootte van de versterking hangt, wat de buizen betreft, in hoofdzaak af van de steilheid, en wat de andere elementen in een gegeven schakeling aangaat, van hun impedantie. In een vorig artikel in dit tijdschrift [1]), dat wij hier verder als I zullen aanhalen, hebben wij een aantal schakelingen besproken waarin steilheidsvariaties (binnen bepaalde grenzen) een zeer veel geringere relatieve verandering van de versterking ten gevolge hebben. Voor practische doeleinden mochten wij dus van „constante" versterking spreken. Uitdrukkelijk was echter ondersteld dat de waarden der andere schakelelementen constant waren.

Wij willen nu een stap verder gaan en ons ten doel stellen, althans één der besproken schakelingen zodanig te wijzigen dat de versterking zeer weinig afhankelijk wordt van de waarden der gebruikte weerstanden, capaciteiten, enz., met behoud natuurlijk van de ongevoeligheid voor veranderingen der steilheid.

Bezien wij eerst eens een ander probleem: dat van het construeren van een gelijkspanningsbron waarvan de spanning binnen zeer nauwe grenzen blijft. Tot een ook maar enigszins bruikbare oplossing zal men alleen kunnen komen door zijn toevlucht te nemen tot de een of andere materiaalconstante, bijv. een electrochemische EMK (in het geval van een normaalelement) of een normale kathodeval (in het geval van een stabiliseerbuis). Nu is het evenwel in de practijk onmogelijk, omstandigheden te verwezenlijken waaronder materiaal-„constanten" werkelijk constant zijn. Zij zijn immers in de regel afhankelijk van andere physische of chemische grootheden die men niet volkomen in de hand heeft, bijv. de temperatuur, of de zuiverheid der gebruikte materialen, die zich op den duur kan wijzigen, hetgeen invloed op het resultaat kan hebben. Maar zelfs indien men het principe van de spanningsbron baseert op geschikt gekozen materiaalconstanten, zal men de inconstantheid van de spanning niet kleiner kunnen maken dan die van de practisch minst variabele materiaalconstante — beide inconstantheden natuurlijk relatief genomen.

Deze uitspraak geldt niet alleen voor spanningen, doch is eveneens van kracht voor vele andere physische grootheden. Daardoor zou men er gemakkelijk toe kunnen komen, haar algemene geldigheid toe te schrijven. Ook bij de boven reeds genoemde versterker zou men a priori geneigd kunnen zijn te onderstellen dat de versterking bij een gegeven frequentie niet nauwkeuriger bepaald kan zijn dan die steilheid, weerstand, capaciteit enz. welke het minst van de voorgeschreven waarde afwijkt (waarbij nu al deze grootheden kunnen veranderen). Versterking is echter een dimensieloze grootheid; het valt wellicht minder moeilijk van een verhouding van twee gelijksoortige grootheden aan te nemen dat zij een constante waarde bezit dan van een physische grootheid zelf, maar het is nog niet eenvoudig aan te geven, waarom men het

[1]) J. J. Zaalberg van Zelst, Versterkers met constante versterking, Philips techn. T. **9**, 24-31, 1947 (No. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

eerstgenoemde gemakkelijker aanneemt. Hoe dit ook zij, het blijkt inderdaad mogelijk te zijn, wisselspanningsversterkers te construeren welker versterking aan de constantheidseis voldoet, dwz. relatief minder van een gegeven getal verschilt dan de relatieve afwijking die wij bij ieder der onderdelen van zijn voorgeschreven waarde willen toelaten. Met andere woorden: laat men in zulk een versterker een tolerantie van + of $-p\%$ in de waarden der onderdelen toe, dan wijkt niettemin de verkregen versterking minder dan $p\%$ van de nominale waarde af. Hoe men dit kan bereiken, is het onderwerp van dit artikel.

Wij willen hierin voortbouwen op de sub IIb in het artikel I besproken methode, waarbij de versterker met een niet-storende hulpfrequentie oscilleert.

De tegengekoppelde versterker

Behalve deze methode bestaat er nog een andere weg, die op het eerste gezicht tot het gestelde doel schijnt te voeren. Wij denken hier aan een versterker die een tegenkoppelweerstand R_k in de kathodeleiding en een weerstand R_a in de anodekring bezit, en waarbij de spanning aan de serieschakeling dezer beide weerstanden als uitgangsspanning V_o dient. Door SR_k groot ten opzichte van 1 te kiezen („oneindig sterke tegenkoppeling"; S = steilheid van de buis) wordt de versterking bij benadering gelijk aan $1 + R_a/R_k$ en dus onafhankelijk van S. Zij wordt bovendien zo weinig afhankelijk van de weerstandswaarden R_a en R_k als men wil, indien men R_a slechts klein ten opzichte van R_k kiest; de versterking daalt dan echter tot nauwelijks meer dan 1. Gaat men na, hoe groot men R_a nog kan nemen, terwijl voldaan blijft aan de constantheidseis, dan vindt men: $R_a = R_k$; de nominale versterking is dan 2, dus nog maar zeer bescheiden. Hoewel versterkers met een dergelijke lage versterkingsfactor in bepaalde gevallen van nut kunnen zijn, zullen we ze hier toch buiten beschouwing laten, mede om de volgende reden.

Zou men trachten door cascadeschakeling grotere waarden van de versterking te bereiken, dan blijkt deze toch niet boven nominaal 2 uit te kunnen komen, zolang aan de constantheidseis is voldaan, — hierbij nog afgezien van de practische moeilijkheden, verbonden aan een cascadeschakeling van trappen die geen gemeenschappelijke ingangs- en uitgangsklem bezitten.

De oscillerende versterker

Wij brengen in herinnering — zie bijv. het artikel I — dat, om een buis te doen oscilleren, terugkoppeling nodig is, dwz. dat uit de anodestroom een spanning moet worden afgeleid die aan de ingang van de schakeling wordt toegevoerd. In *fig. 1* is schematisch aangegeven, hoe een spanning V_{t1}, aan de ingang van een versterker A toegevoerd, een anodestroom I_a veroorzaakt, waaruit het terugkoppelnetwerk T een spanning V_{t2} afleidt. Wanneer men de uitgangsklemmen van T op de juiste wijze met de ingangsklemmen van de versterker verbindt, dan zal de toestand gehandhaafd blijven (dwz. de versterker zal gaan oscilleren), indien $-V_{t2} = V_{t1}$ was. Definiëren wij de (totale) steilheid van de versterker door $S = I_a/V_{t1}$, en de overdrachtsimpedantie Z van het terugkoppelnetwerk door $Z = V_{t2}/I_a$, dan is $V_{t2} = ZI_a = ZSV_{t1}$. De voorwaarde waaraan moet zijn voldaan opdat $-V_{t2} = V_{t1}$, luidt dus:

$$ZS = -1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

In het —teken komt tot uitdrukking dat tussen V_{t1} en V_{t2} (bij een keuze der positieve richtingen als in fig. 1 is aangegeven) een faseverschil van 180° moet bestaan.

In het artikel I hebben wij schakelingen besproken waarin van de relatie (1) gebruik wordt gemaakt om de steilheid S van de versterker vast te leggen als het reciproke van een gegeven overdrachtsimpedantie Z, ondanks eventuele veranderingen van de buissteilheid. Het fraaiste werd dit verwezenlijkt door de buis te doen oscilleren met een niet-storende hulpfrequentie. Uit de oscillatiespanning werd een regelspanning afgeleid, die de steilheidsveranderingen compenseert.

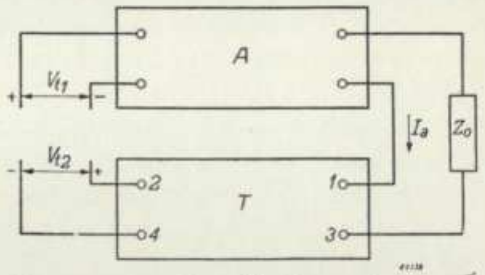


Fig. 1. Neemt voor een bepaalde frequentie de overdrachtsimpedantie $Z = V_{t2}/I_a$ van het terugkoppelnetwerk T de waarde $-1/S$ aan (S = steilheid van de versterker A, $= I_a/V_{t1}$), dan is de door T geleverde spanning juist identiek met de spanning die aan de ingang van de versterker nodig is om V_{t2} voort te brengen. Bij aansluiting van de uitgang van T op de ingang van A gaat de versterker dan in deze frequentie oscilleren.

In het algemeen is de overdrachtsimpedantie Z een functie van de frequentie. Voor die frequentie waarvoor voldaan is aan (1), d.i. voor de oscillatiefrequentie, geldt dus dat de totale versterking in het circuit, gevormd door de versterker en het terugkoppelnetwerk in cascade, exact gelijk is aan 1; met andere woorden, de versterking in de versterker zelf wordt juist gecompenseerd door de verzwakking in het terugkoppelnetwerk.

Indien het lukt deze verzwakking, ondanks veranderlijkheid der schakelelementen constant te houden — en dit zal blijken mogelijk te zijn dank zij een eigenschap van bepaalde netwerken — dan hebben wij tevens een constante versterking bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Correlatie tussen de amplitude- en de fasekarakteristiek van sommige vierpolen

Onder de amplitudekarakteristiek van een vierpool verstaan we de absolute waarde der verhouding van de uitgangs- tot de ingangsspanning als functie van de frequentie, onder de fasekarakteristiek het faseverschil φ tussen deze beide spanningen als functie van de frequentie. Wijzigt men in een vierpool een of meer elementen, dan zal, bij een gegeven frequentie f_0, in het algemeen de fasehoek φ veranderen. Door vervolgens de frequentie een bepaalde waarde f' te geven kan men φ op de oorspronkelijke waarde terugbrengen. De zoëven bedoelde correlatie nu, die bij bepaalde vierpolen optreedt, bestaat hierin dat *bij de frequentie f' de verzwakking van de vierpool met de gewijzigde onderdelen nagenoeg gelijk is aan die van de vierpool met de oorspronkelijke waarden bij de frequentie f_0*. Een voorbeeld van een vierpool met deze eigenschap zullen wij aanstonds geven.

Gebruiken wij nu zulk een vierpool als terugkoppelnetwerk, en is zij zodanig ingericht dat voor een bepaalde frequentie (f_0) het faseverschil φ de waarde 180° aanneemt, dan zal de schakeling met deze frequentie oscilleren (aangenomen dat de versterking voldoende is). Wijzigen wij nu weer een of meer schakelelementen van de vierpool, dan zal de oscillatiefrequentie automatisch de waarde — zoëven f' genoemd — aannemen waarbij φ constant blijft (in casu 180°, aangezien dit een der voorwaarden voor oscilleren is). Wij hebben dus een schakeling verkregen die bij verandering der schakelelementen haar oscillatiefrequentie zodanig wijzigt dat de verzwakking van het terugkoppelnetwerk nagenoeg constant blijft. A fortiori zal dit dus ook het geval zijn met de versterking, welke immers, volgens een andere oscillatievoorwaarde, even groot is als de verzwakking.

Indien het nu gelukt het te versterken signaal — welks frequentie sterk van de oscillatiefrequentie afwijkt — zodanig aan de versterker toe te voeren, en het versterkte signaal zodanig af te voeren, dat de bovengenoemde eigenschap van het terugkoppelnetwerk behouden blijft, dan heeft men voor de signaalfrequentie inderdaad een in wezen constante versterking bereikt.

Alvorens op deze signaalkringen nader in te gaan, willen wij nu een voorbeeld geven van een vierpool die de boven besproken eigenschap bezit; zie *fig. 2a*. Dat dit inderdaad het geval is, kan men door een eenvoudige, maar bewerkelijke berekening bewijzen. Liever dan deze hier weer te geven, willen wij op aanschouwelijke wijze plausibel maken dat voor de schakeling volgens fig. 2*a* de bedoelde correlatie tussen de amplitude- en de fasekarakteristiek bestaat. Wij nemen daartoe aan dat R_1C_1, R_2C_2 en R_3C_3 zo zijn gekozen dat voor een

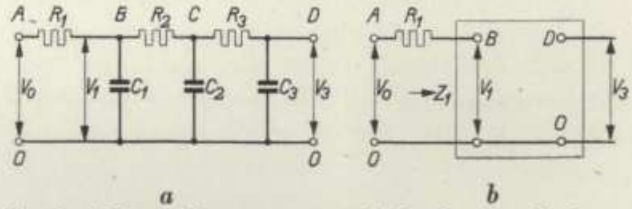


Fig. 2. *a*) Voorbeeld van een netwerk dat de volgende eigenschap bezit: bij wijziging van een of meer elementen verandert in eerste instantie de verhouding V_0/V_3 van de ingangs- tot de uitgangsspanning niet, mits tegelijk de frequentie zodanig wordt veranderd dat het faseverschil tussen V_0 en V_3 weer op de oorspronkelijke waarde komt.
b) Hetzelfde netwerk als in (*a*); nu is echter het gedeelte *OBOD* van (*a*) als een afzonderlijke vierpool getekend, waarvan de impedantie, gezien van *OB* uit, Z_1 is genoemd.

bepaalde frequentie $f_0 = \omega_0/2\pi$ in ieder der drie secties een fasedraaiing van 60° tussen de uitgangs- en de ingangsspanning van de betreffende sectie ontstaat. Voorts zij aangenomen dat $R_3 \gg R_2 \gg R_1$, zodat de belasting van een sectie door de volgende mag worden verwaarloosd. In deze vereenvoudigde omstandigheden geldt het vectordiagram van *fig. 3*. Aangezien de spanningsvectoren *OB* en *BA* loodrecht op elkaar staan, ligt *B* op een cirkel met *OA* tot middellijn. Op analoge wijze vindt men dat *C* op een cirkel ligt waarvan *OB*, en *D* op een cirkel waarvan *OC* een middellijn is. Wegens de fasedraaiing van $3 \times 60°$ komt *OD* in het verlengde van *AO* te liggen; met andere woorden, de uitgangsspanning V_3 is in tegenfase met de ingangsspanning V_0, zodat de schakeling waarin deze vierpool als terugkoppel-

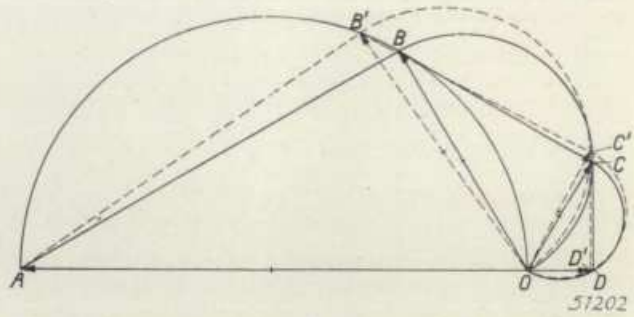


Fig. 3. Vectordiagram van de spanningen in de schakeling volgens fig. 2*a*, indien elk der secties, R_1-C_1, R_2-C_2 en R_3-C_3, een faseverschuiving van 60° tussen de ingangs- en de uitgangsspanning van de betreffende sectie levert (overeenkomende met de hoeken *AOB*, *BOC* en *COD*) en $R_3 \gg R_2 \gg R_1$. Bij wijziging der elementen en gelijktijdige verandering van de frequentie, zodanig dat *OD* in het verlengde van *AO* blijft liggen, ontstaat een figuur als de gestippelde, waarbij *B* langs de cirkel naar *B'* verschuift, *C* naar *C'* gaat en *D* naar *D'*. De gestippelde figuur is geconstrueerd voor het geval dat R_1 25% kleiner wordt en de andere elementen de nominale waarde hebben. *OD'* blijkt slechts 2% kleiner te zijn dan *OD*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

netwerk dienst doet, zal oscilleren met de beschouwde frequentie (nl. de frequentie f_0 waarvoor de fasedraaiing per sectie van het netwerk 60° is, dus waarvoor geldt: $2\pi f_0 C_1 R_1 = \text{tg } 60°$).

Laat men nu een of meer der schakelelementen een wijziging ondergaan, dan blijft de oscillatievoorwaarde: $\angle AOD = 180°$, van kracht. De oscillatiefrequentie zal zich dus zo instellen dat de som der hoeken AOB, BOC en COD, ondanks de wijziging der elementen, $= 180°$ blijft. Wel kunnen de hoeken iets van 60° gaan afwijken, waarbij B langs de op OA beschreven cirkel verschuift, bijv. naar B'. Hoewel OB' merkbaar van OB in lengte kan verschillen, zal echter de projectie van OB' op een richting OC' die ten naaste bij met die van OC samenvalt, nagenoeg gelijk aan OC zijn, daar zowel BC als $B'C'$ aan de cirkel raken. In nog sterkere mate geldt dit voor het eindresultaat, de projectie OD' van OC' op het verlengde van AO, die dan ook in goede benadering met de oorspronkelijke vector OD zal samenvallen.

Zoals men uit fig. 3 gemakkelijk afleest, is de nominale verzwakking van het netwerk, d.i. de absolute waarde van de verhouding van de ingangs- tot de uitgangsspanning, gelijk aan $1/\cos^3 60° = 8$.

Voorbeeld

Geven wij met de index 0 de waarden aan die behoren bij de toestand, waarin alle schakelelementen hun nominale waarde bezitten, dan is dus

$$C_{1_0}R_{1_0} = C_{2_0}R_{2_0} = C_{3_0}R_{3_0}, \text{ stel} = T.$$

Door variatie van de elementen gaat nu $C_{1_0}R_{1_0}$ over in $C_{1_0}'R_{1_0}'$, stel $= p_1 T$, $C_{2_0}R_{2_0}$ in $p_2 T$, enz. Bij gevolg zal de hoekfrequentie ω_0 van het oscilleren een waarde ω', stel $= q\omega_0$, aannemen, en zullen de hoeken $AOB = \alpha_0$, $BOC = \beta_0$ en $COD = \gamma_0$, oorspronkelijk ieder 60°, overgaan in α', β' en γ'. Ook voor deze laatste hoeken geldt dat zij tezamen 180° zijn:

$$\alpha' + \beta' + \gamma' = \pi. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nu is $\text{tg}\alpha' = \omega' C_1' R_1' = q\omega_0 \cdot p_1 T = p_1 q\omega_0 T$, $\text{tg}\,\beta' = p_2 q\omega_0 T$, $\text{tg}\gamma' = p_3 q\omega_0 T$, terwijl $\omega_0 T = \omega_0 C_{1_0} R_{1_0} = \text{tg}\alpha_0 = \sqrt{3}$.
Verg. (2) gaat dus over in

$$\text{arc tg}\,(p_1 q\sqrt{3}) + \text{arc tg}(p_2 q\sqrt{3}) + \text{arc tg}(p_3 q\sqrt{3}) = \pi. \quad (3)$$

Voor gegeven variaties der elementen, dus voor gegeven waarden van p_1, p_2 en p_3, volgt uit (3) de waarde van de factor q waarmede de frequentie verandert. Hiermee kan men de hoeken α', β' en γ' berekenen, welker cosinussen de grootte der verzwakking bepalen; de verhouding van de ingangs- tot de uitgangsspanning van het netwerk is namelijk (fig. 3):

$$OA/OD' = 1/\cos\alpha' \cdot \cos\beta' \cdot \cos\gamma' \ldots\ldots \quad (4)$$

Bij wijze van voorbeeld zij ondersteld dat alleen R_1 verandert, en wel dat deze weerstand 25% kleiner wordt. Dan is $p_1 = 0{,}75$, $p_2 = p_3 = 1$. Uit (3) vindt men dan: $q = 1{,}106$, waaruit volgt: $\alpha' = \text{arc tg}\,(0{,}75 \cdot 1{,}106 \cdot \sqrt{3}) = 55°\,9'$, $\beta' = \gamma' = \text{arc tg}\,(1{,}106 \cdot \sqrt{3}) = 62°\,25{,}5'$. De verzwakking wordt nu, volgens (4), 8,167, d.i. slechts 2% groter dan de oorspronkelijke waarde 8,000, ondanks de grote verandering (25%) in R_1.

Keuze van de hoeken α_0, β_0 en γ_0

Gevraagd de nominale waarden der hoeken α, β en γ zo te kiezen dat bij variatie dezer hoeken — die samen steeds 180° zijn — het product $\cos\alpha \cdot \cos\beta \cdot \cos\gamma$ zo min mogelijk verandert. Dat men daartoe de nominale waarden (α_0, β_0, γ_0) ieder 60° moet kiezen, is als volgt in te zien.

Onderstellen wij eerst γ = constant, $= \gamma_0$. Dan is

$$\cos\alpha \cdot \cos\beta \cdot \cos\gamma = \cos\alpha \cdot \cos(\pi - \alpha - \gamma_0) \cdot \cos\gamma_0 = \frac{-\cos(2\alpha + \gamma_0) + \cos\gamma_0}{2} \cdot \cos\gamma_0.$$

De enige hierin voorkomende term die de veranderlijke hoek α bevat, is $\cos(2\alpha + \gamma_0)$. Deze ondervindt de geringste invloed van veranderingen in α, als $2\alpha + \gamma_0 = 0$ of π, waaruit volgt: $\alpha = {}^1/_2(\pi - \gamma_0)$, zodat $\beta = \pi - \alpha - \gamma = {}^1/_2(\pi - \gamma_0)$, dus $= \alpha$.
Met een analoge redenering toont men aan dat men, indien ook γ variabel wordt ondersteld, de nominale waarde $\gamma_0 = \alpha$, dus elk der hoeken 60° moet kiezen.

In *fig. 4* is als terugkoppelnetwerk een vierpool toegepast die grote overeenkomst met die van fig. 2*a* vertoont. Er is echter een klein verschil: zoals men ziet, is in fig. 4 de weerstand R_1 parallel aan C_1 geschakeld, wat in fig. 2*a* niet het geval is.

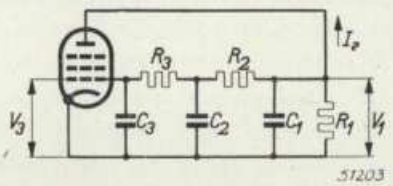


Fig. 4. De vierpool van fig. 2*a* is hier met een kleine wijziging (R_1 parallel aan C_1 geplaatst) als terugkoppelnetwerk gebruikt.

Voeren we een impedantie Z_1 in als aangegeven in fig. 2*b*, dan geldt:

$$V_1 = \frac{Z_1}{R_1 + Z_1} V_0.$$

In de schakeling van fig. 4 doorloopt de anodestroom I_a de parallelschakeling van de weerstand R_1 en de impedantie Z_1, zodat hier de spanning V_1 bedraagt:

$$V_1 = -\frac{R_1 Z_1}{R_1 + Z_1} I_a.$$

De beide schakelingen zijn dus gelijkwaardig, mits men $V_0 = -R_1 I_a$ neemt. Uit fig. 4 ziet men tevens dat $I_a = SV_3$, en uit fig. 3 dat $V_0 = -V_3/\cos^3 60° = -8\,V_3$. De voorwaarde $V_0 = -R_1 I_a$ leidt dus tot

$$-8V_3 = -R_1 S V_3,$$

of

$$R_1 S = 8. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uit de oscillatievoorwaarde $ZS = -1$ volgt voor de overdrachtsimpedantie Z, in combinatie met (5): $Z = -R_1/8$, hetgeen men ook gemakkelijk rechtstreeks uit fig. 4 afleidt. R_1 is dus in eerste instantie het enige element in het netwerk waarvan Z afhangt. Dit is een andere formulering van de bovenbedoelde netwerk-eigenschap.

Om aan deze voorwaarde te kunnen voldoen, ook als de buissteilheid of de weerstand R_1 veranderen, werkt op een der roosters van de buis een regelspanning, die door gelijkrichting uit de oscillatiespanning is afgeleid. De schakeling zal dan gaan oscilleren met een zodanige amplitude dat de regelspanning correspondeert met de vereiste steilheid. Door geschikte maatregelen, waar wij hier niet op ingaan [2]), kan men bereiken dat dit reeds bij een zeer kleine oscillatie-amplitude het geval is. Dientengevolge zal het versterkte signaal — waarover we in de volgende paragraaf komen te spreken — niet noemenswaard door de oscillatiespanning gemoduleerd worden.

Het aanbrengen van een ingangs- en een uitgangskring

De betrekking $R_1S = 8$ willen wij nu gebruiken om met de oscillerende buis het signaal achtvoudig te versterken. De frequentie waarmee de versterker oscilleert, moet — zoals boven reeds werd opgemerkt — zo worden gekozen dat geen hinderlijke interferentie kan ontstaan, dus bijv. veel lager dan de signaalfrequentie [3]).

Eerst beschouwen wij de in *fig. 5* weergegeven schakeling, welke uit die van fig. 4 is verkregen door toevoegen van de kringen L_1-K_1 en L_2-K_2, die op de signaalfrequentie zijn afgestemd. De aan de ingang toegevoerde signaalspanning V_i veroorzaakt een anodestroom $I_a' = SV_i$ (I_a', ter onderscheiding van de anodestroom I_a met de oscillatiefrequentie). De uitgangsspanning V_o wordt dan: $V_o = Z_2SV_i$, als Z_2 de impedantie van de kring L_2-K_2 voor de signaalfrequentie voorstelt. De signaalversterking $V_o/V_i = Z_2S$ is dan echter evenredig met Z_2, en dus, hoe constant men S ook houdt, afhankelijk van de elementen van de kring L_2-K_2.

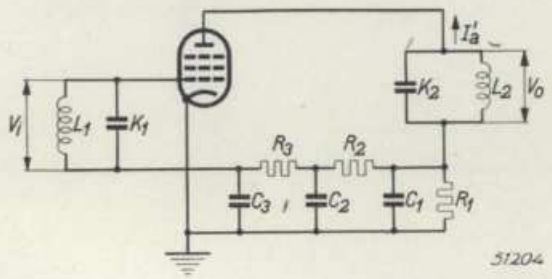


Fig. 5. Aan de schakeling volgens fig. 4 zijn twee op de signaalfrequentie afgestemde kringen, L_1-K_1 en L_2-K_2, toegevoegd.

Bovendien heeft de schakeling volgens fig. 5 de eigenschap dat de signaalkringen geen van beide geaard zijn, wat o.a. een bezwaar is, als men enige trappen in cascade zou willen schakelen. (Weliswaar zou men dan de uitgang van een trap bijv. inductief met de ingang van de volgende trap kunnen koppelen, maar dan zou de koppelcoëfficient optreden als een factor welks veranderingen niet worden gecompenseerd.)

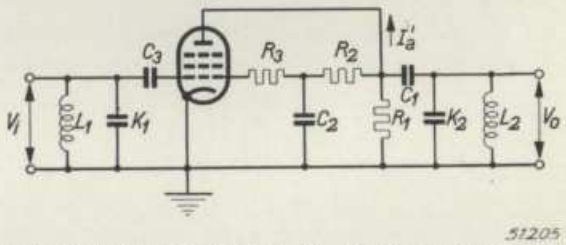


Fig. 6. De kringen L_1-K_1 en L_2-K_2 zijn in serie met C_3 resp. C_1 geplaatst, zodanig dat zij beide geaard zijn en de weerstand R_1 parallel aan de kring L_2-K_2 geschakeld is.

Deze bezwaren kan men ondervangen door te werk te gaan volgens *fig. 6*, waar de kring L_1-K_1 in serie met C_3, en L_2-K_2 in serie met C_1 is aangebracht, zodanig dat beide kringen zijn geaard. Is nu de oscillatiefrequentie veel lager dan de signaalfrequentie, dan betekenen de zelfinducties L_1 en L_2 nagenoeg een kortsluiting voor de stromen met de oscillatiefrequentie, zodat, wat deze laatste betreft, het terugkoppelnetwerk als ongewijzigd kan worden beschouwd. De signaalstroom I_a' doorloopt nu een impedantie gevormd door de parallelschakeling van R_1, R_2, L_2 en K_2 (C_2 en C_1 mogen voor de signaalfrequentie kortgesloten worden gedacht). Daar de kring L_2-K_2 zich voor de signaalfrequentie, waarop hij is afgestemd, als een weerstand gedraagt welke veel groter is dan R_1, en daar ook R_2, volgens een vroeger reeds gemaakte onderstelling, groot ten opzichte van R_1 is, bedraagt de anode-impedantie voor de signaalfrequentie ongeveer R_1. De uitgangsspanning is derhalve bij benadering $R_1I_a' = R_1SV_i = 8V_i$, zodat de versterking inderdaad ongeveer 8 bedraagt, en wel nagenoeg onafhankelijk van de waarde van alle gebruikte schakelelementen.

Hier zij nog opgemerkt dat men met de versterking niet tot één waarde, namelijk 8, is beperkt. Deze waarde hadden wij gevonden als $1/\cos^3 60°$. In de eerste plaats behoeft men echter de fasedraaiing van 180° niet in drie secties met 60° uit te voeren, doch men kan ook vier secties met 45°, vijf met 36° enz. kiezen, in het algemeen n met $180°/n$. De versterking

[2]) Bedoeld is dat men de oscillatiespanning met een hulpbuis kan versterken, alvorens er door gelijkrichting een regelspanning uit af te leiden; zie fig. 7 van het artikel I.

[3]) Men kan ook met een oscillatiefrequentie werken die veel hoger dan de signaalfrequentie is, mits men de nodige wijzigingen in de schakeling aanbrengt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt dan $1/\cos^n(180°/n)$, d.i. voor $n = 3, 4, 5, \ldots$ resp. 8, 4, 2,89, . . .; zij is dus voor $n = 3$ het grootst, terwijl de schakeling daarbij het eenvoudigst is.

Een nieuwe reeks van mogelijkheden doet zich voor, als men bedenkt dat oscilleren niet alleen mogelijk is bij een totale fasedraaiing van 180°, doch eveneens bij een oneven veelvoud van 180° en, indien men een oscillator met twee buizen toepast, ook bij even veelvouden van 180°. Zo kan men bijv., in het geval van twee trappen, een fasedraaiing van 360° bereiken met vijf secties à 72°, hetgeen zou leiden tot een versterking van $1/\cos^5 72° \approx 355$.

Ten slotte zij er aan herinnerd dat in het bovenstaande steeds werd afgezien van onderlinge belasting der *RC*-secties, dus dat $R_2 \gg R_1$, $R_3 \gg R_2$, enz. werd ondersteld. Laat men deze, slechts ter wille van de overzichtelijkheid ingevoerde beperking varen, dan kan de versterking vrij aanzienlijk van de zoëven gevonden waarde $1/\cos^n(m \cdot 180°/n)$ — waarin m het gebruikte veelvoud van 180° voorstelt — afwijken. In ons voorbeeld met $3 \times 60°$ is men niet tot een versterking 8 beperkt, maar kan men deze door geschikte dimensionnering iedere waarde tussen ca 4 en 10 geven.

Uitvoeringsvoorbeeld

Hiermee is in grote trekken de grondgedachte van het te volgen procédé weergegeven, die wij als volgt kunnen samenvatten. Evenals in het artikel I wordt een versterker toegepast die met een niet-storende hulpfrequentie oscilleert en waarbij de oscillatiespanning een regelspanning levert welke steilheidsvariaties compenseert. Als terugkoppelnetwerk doet een vierpool dienst, die de bovenvermelde correlatie tussen de amplitude en de fasekarakteristiek bezit, zodat de verzwakking in de vierpool, bij veranderingen in de waarden der onderdelen, nagenoeg constant is. Even groot als deze verzwakking is de versterking van het signaal.

In werkelijkheid moet natuurlijk rekening worden gehouden met de verwaarlozingen die ondertussen zijn gemaakt, waarvoor kleine correcties dienen te worden aangebracht. Zo zullen de belastingen, die de tweede en derde *R-C*-sectie (zie fig. 2*a*) voor de voorafgaande sectie(s) vormen, in aanmerking genomen moeten worden. Ook moet men rekening houden met de — zij het zeer kleine — invloed van de serieweerstand der spoelen op de oscillator, en ook met de variatie die de hoogfrequente anode-impedantie ondergaat ten gevolge van de toegestane afwijkingen in de waarden der schakelelementen. Het zou echter wat ver voeren, hier op al dergelijke finesses in te gaan.

Wij zullen volstaan met het geven van een voorbeeld dat zich voor practische uitvoering leent, en met het vermelden van de grootste afwijking van de nominale versterking, die men daarbij mag verwachten. Wij pretenderen niet dat dit voorbeeld het gunstigste geval is dat men zou kunnen vinden.

In *fig. 7* vindt men het schema van een versterktrap voor een hoekfrequentie van $3 \cdot 10^6$ rad/sec. Dit schema is volledig op het mechanisme voor de regelspanning na, waarin een hulpversterker kan worden gebruikt (vgl. noot [2])). De waarden van de onderdelen, die in het onderschrift zijn aangegeven, beschouwe men als voorgeschreven waarden. Wij zullen aannemen dat bij de uitvoering onderdelen mogen worden gebruikt waarvan de waarde niet groter is dan 1,05 maal en niet kleiner dan 1/1,05 maal de voorgeschreven waarde; waar dus bijv. een capaciteit van 1000 pF is aangegeven, mag er dus een tussen 1050 en 952,4 pF worden gebruikt. Onder deze omstandigheden zal de versterking van deze trap minder dan 1% in positieve of negatieve richting afwijken van de nominale versterking, die 8,1336 bedraagt [4]).

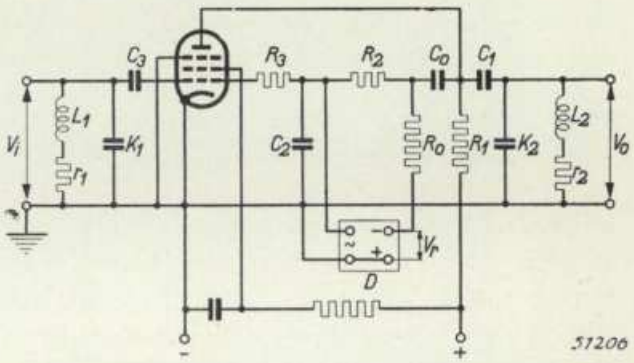


Fig. 7. De schakeling van fig. 6 verder uitgewerkt. Uit de oscillatiespanning aan C_2 leidt het niet gedetailleerde gedeelte D van de schakeling een regelspanning V_r af, welke over de weerstanden R_0, R_2 en R_3 aan het stuurrooster wordt toegevoerd, zodat de oscillatie-amplitude begrensd en steilheidsveranderingen gecompenseerd worden. C_0 is een scheidingscondensator. De weerstand van de spoelen L_1 en L_2 is met r_1 resp. r_2 aangeduid; overige letters als in de vorige figuur.

Als voorbeeld diene het volgende geval. Indien de waarden der onderdelen gelegen zijn tussen 1,05 × en 1/1,05 × de voorgeschreven waarden, dan is, bij een signaalfrequentie van $3 \cdot 10^6/2\pi$, de versterking 8,1336 ± 1%, waarvoor de volgende onderdelen nodig zijn:

R_0	=	1	Mohm
R_1	=	2 004	ohm
R_2	=	30 000	ohm
R_3	=	750 000	ohm
C_0	=	10	µF
C_1	=	394 000	pF
C_2	=	24 000	pF
C_3	=	1 000	pF
$L_1 = L_2$	=	2	mH
$r_1 = r_2$	=	30	ohm
$K_1 = K_2$	=	55,5	pF
Nominale buissteilheid zonder regelspanning S	>	6	mA/V
Inwendige weerstand van de buis R_i	>	1	Mohm

De hoekfrequentie van het oscilleren bedraagt ca 2300 rad/sec.

[4]) Op het eerste gezicht schijnt het geen zin te hebben, de versterking in vier decimalen op te geven, als afwijkingen tot 1 % mogelijk zijn. Toch zou het onjuist zijn 8,1336 af te ronden tot bijv. 8,13, daar de grenswaarden 8,13 ± 1 % niet zouden samenvallen met de gegarandeerde grenswaarden 8,1336 ± 1 % (of liever: 8,1336 ± 1,00 %).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Cascadeschakeling

Uit het feit dat de versterking per trap zoveel minder varieert dan de onderdelen, volgt dat men een zeker aantal trappen in cascade kan schakelen zonder dat de afwijking in de totale versterking de tolerantie van de elementen overtreft. In het zojuist gegeven uitvoeringsvoorbeeld, waar de verhouding dezer relatieve afwijkingen ruim 5 bedroeg, kan men dus tot 5 trappen in cascade schakelen. Men bereikt dan een versterking van ruim 35 000 maal, nauwkeurig tot op minder dan 5% in het ongunstigste geval. Neemt men voor de elementen willekeurige waarden binnen de tolerantie, dan zal de afwijking van de nominale versterking nog aanmerkelijk minder kunnen zijn.

Bij dit in cascade schakelen kan telkens de uitgangskring van de ene trap als ingangskring van de volgende dienst doen, dank zij het feit dat al deze kringen geaard zijn.

De oscillatiefrequenties kieze men zo ver uiteenliggend dat de trappen elkaar niet storen.

Wat is het ongunstigste geval?

Men zal wellicht verwachten dat het ongunstigste geval zich voordoet, als alle schakelelementen de maximaal toegestane afwijking vertonen, eventueel sommige in positieve, andere in negatieve richting. Dit is evenwel niet altijd het geval.

Om dit op eenvoudige wijze te kunnen inzien, willen wij even onderstellen dat slechts twee van alle gebruikte schakelelementen, bijv. één weerstand R en één capaciteit C, een zekere tolerantie bezitten, en dat alle andere onderdelen de voorgeschreven waarde hebben. Met R en C als coördinaten kan men nu lijnen van constante versterking tekenen, die, zoals berekening leert, een verloop hebben als in *fig. 8* is aangegeven. Men leest uit deze figuur af, dat de grootste versterking — i.c. 8,3 — wordt bereikt, als R de minimumwaarde R_{min} en C de maximumwaarde C_{max} heeft, doch dat

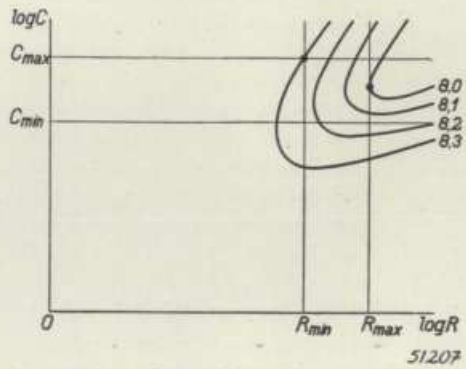


Fig. 8. R_{min}, R_{max}, C_{min}, C_{max} = grenzen waartussen de waarde van één weerstand R resp. één capaciteit C in de schakeling volgens fig. 7 kunnen liggen; de andere onderdelen hebben de voorgeschreven waarde. Met log R en log C als coördinaten hebben lijnen van constante versterking het aangegeven verloop. Men ziet dat de kleinste versterking (8,0) wordt verkregen met een waarde van C die tussen C_{min} en C_{max} in ligt.

de versterking het kleinst — nl. 8,0 — is met $R = R_{max}$ en $C =$ een tussen C_{min} en C_{max} in gelegen waarde; zou men, met $R = R_{max}$, $C = C_{min}$ of C_{max} kiezen, dan nam de versterking weer toe (tot ca 8,15 resp. 8,05).

Met meer dan twee veranderlijke elementen geldt in principe hetzelfde; alleen heeft men dan met evenveel coördinaten te doen als er veranderlijke onderdelen zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET CONTROLEREN VAN DE GANG VAN HORLOGES MET BEHULP VAN EEN KATHODESTRAALOSCILLOGRAAF

door H. van SUCHTELEN.

681.112.47.001.4:621.317.361

Een experimentele apparatuur wordt beschreven, die het mogelijk maakt de gang van een uurwerk te vergelijken met een standaardfrequentie, met behulp van een normale kathodestraaloscillograaf. Het tikken van het uurwerk wordt daartoe, door tussenkomst van een microfoon, in spanningspieken omgezet, die de verticale uitslag op de oscillograaf leveren. De tijdasspanning van de oscillograaf wordt gesynchroniseerd met een vaste vergelijkingsfrequentie (60 per/sec), welke door frequentiedeling wordt afgeleid uit de zeer constante frequentie van een kwartsoscillator. Uit de snelheid waarmee de piek zich over het oscillograafscherm verplaatst, kan worden opgemaakt, hoeveel het uurwerk te vlug of te langzaam loopt. In een zeer korte observatietijd (enkele minuten) kan men reeds geringe afwijkingen van de juiste gang, bijv. enige seconden per etmaal, constateren.

Het is gebruikelijk, de gang van een horloge te controleren door deze te vergelijken met de gang van een standaardchronometer. Teneinde hierbij een nauwkeurigheid van bijv. één seconde per etmaal te bereiken (waarvoor het horloge dan natuurlijk van een secondewijzer moet zijn voorzien), is een observatietijd van 24 uur nodig. Na bijregeling van het uurwerk zal men in de regel de gang opnieuw wensen te controleren. Bovendien zal men vaak willen nagaan, in welke mate op de gang invloed wordt uitgeoefend door de stand van het horloge en door het feit of de veer geheel opgewonden dan wel bijna afgelopen is. Zo komt men voor een volledige contrôle tot observatietijden die verscheidene etmalen kunnen bedragen. Dat zulks in vele gevallen bezwaarlijk is, behoeft geen betoog.

Een veel snellere meting is mogelijk langs electrische weg, en wel door de frequentie van de onrust te vergelijken met een aanmerkelijk hogere standaardfrequentie. Deze methode is niet alleen van toepassing op complete horloges, doch evenzeer op losse echappementen, die merendeels in speciale fabrieken worden vervaardigd. Voordat deze echappementen aan de eigenlijke horlogefabrieken worden afgeleverd, moeten zij op hun gang worden gecontroleerd. Apparaten hiervoor zijn sinds enige jaren bekend. In het Philips-laboratorium is voor het genoemde doel een experimentele opstelling uitgewerkt, waarbij van een kathodestraaloscillograaf gebruik wordt gemaakt en die hier in het kort zal worden beschreven.

Het te onderzoeken horloge, of het te onderzoeken echappement [1]), wordt in een houder tegen een microfoon geklemd, die het tikken opneemt. Dit signaal, bestaande uit een sterk gedempte trilling en wat geruis, wordt ca 10 000 maal versterkt en aan een relaisbuis (triode met gasvulling) toegevoerd (*fig. 1*). In de anodeketen van deze buis ontstaan aldus scherp gedefinieerde impulsen, corresponderende met het tikken, dat nominaal meestal een der genormaliseerde frequenties 4, 5 of 6 per seconde heeft.

Een geschikte vergelijkingsfrequentie zou men op analoge wijze aan het tikken van een chronometer kunnen ontlenen, maar een grotere nauwkeurigheid is te bereiken met behulp van een kwartsoscillator. Hierbij maakt men gebruik van een der eigentrillingen van een piëzo-electrisch kwartsplaatje, dat zich in electrisch opzicht als een *LC*-kring van zeer hoge kwaliteit gedraagt. In combinatie met een teruggekoppelde triode kan men continue trillingen verkrijgen met een zeer stabiele frequentie. Deze hangt, voor een gegeven trillingswijze, af van de afmetingen van het kwartsplaatje, van de orientatie van zijn vlakken ten opzichte

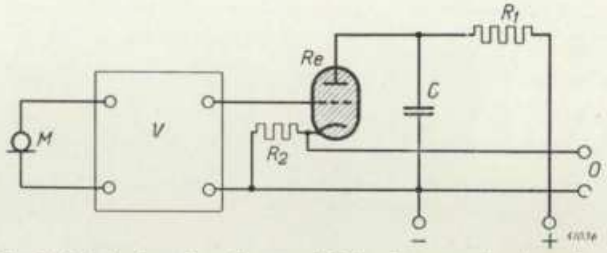


Fig. 1. Schakeling die scherp gedefinieerde spanningsimpulsen levert met de frequentie van het tikken van het te onderzoeken horloge. — De keten gevormd door de weerstand R_1, de condensator C en de aan deze laatste parallelgeschakelde relaisbuis Re kan een relaxatietrilling uitvoeren met een frequentie, die ongeveer gelijk is aan de tikfrequentie van het horloge (4 à 6 per seconde). Het tikken levert via de microfoon M en de versterker V een wisselspanning aan het rooster van de relaisbuis, die de relaxatietrilling met het tikken synchroniseert. Bij iedere tik slaat de relaisbuis door, waarbij de condensator C zich over de buis en de weerstand R_2 ontlaadt. De condensator wordt daarna over de weerstand R_1 opnieuw geladen, en bij de volgende tik weer ontladen, enz. Aan R_2 ontstaan aldus spanningsimpulsen, die de verticale uitslag op een bij O aangesloten kathodestraaloscillograaf veroorzaken.

[1]) De demping van een los echappement is zo uiterst gering dat het, na door een stootje op gang te zijn gebracht, voldoende lang blijft doorlopen voor de meting. Deze neemt trouwens, zoals hieronder zal blijken, slechts enkele minuten in beslag.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de kristalassen en van de temperatuur. De relatieve frequentievariatie ten gevolge van temperatuurwisselingen kan door een geschikte keuze van de orientatie en de trillingswijze op ongeveer 10^{-6} per °C worden gehouden [2]). Dit komt overeen met de fout van een horloge dat in 12 dagen niet meer dan 1 sec voor of achter loopt.

De eigenfrequentie van een kwartsplaatje van redelijke afmetingen (dikte van de orde van enige mm, diameter van de orde van enige cm) ligt in het gebied van ca 10^4-10^6 per/sec, dus veel te hoog om er rechtstreeks een frequentie van 4 à 6 per/sec mee te kunnen vergelijken. Door middel van het principe der frequentiedeling echter kan men uit de gebruikte eigenfrequentie een frequentie afleiden die een geheel aantal malen zo laag is. Zulk een deling kan op verschillende wijzen tot stand worden gebracht. In dit geval is gebruik gemaakt van gesynchroniseerde oscillatoren met sinusvormige trillingen [3]), op de werking waarvan hier zeer in het kort moge worden ingegaan.

Om van de frequentie van de kwartsoscillator, welke in ons geval 72 900 per/sec bedraagt, te komen tot een bijv. driemaal zo lage frequentie (24 300 per/sec), wordt een eenvoudige buisoscillator zo goed mogelijk ingesteld op een eigenfrequentie van 24 300 per/sec en dan op een geschikte wijze gekoppeld met de kwartsoscillator. Indien aan een aanstonds te bespreken voorwaarde is voldaan, zal het synchronisme gehandhaafd blijven, — dwz. de frequentie van de tweede oscillator zal nauwkeurig 1/3 van de frequentie van de kwartsoscillator blijven —, ook al zou de eigenfrequentie van de tweede oscillator binnen bepaalde grenzen veranderen (door temperatuurinvloed of door variatie van de voedingsspanning).

Het effect van het injecteren van een spanning met de hoge frequentie in de oscillator met de lagere frequentie is gemiddeld nihil, indien deze spanning gedurende de gehele periode van de lage frequentie werkzaam zou zijn. Dit laatste dient dan ook te worden voorkomen, hetgeen op eenvoudige wijze mogelijk is door de hoge frequentie te injecteren op het rooster van de buis in de oscillator met de lage frequentie en aan dit rooster een dusdanig hoge negatieve spanning te geven dat er telkens slechts gedurende een klein gedeelte van de periode anodestroom vloeit (*fig. 2*). Alleen gedurende deze korte intervallen kan dan de synchroniserende trilling met de hoge frequentie (mits de amplituden geschikt zijn gekozen) haar invloed doen gelden. Slechts eens in elke p perioden (bij deling $p:1$) van deze frequentie is dan de synchroniserende spanning werkzaam, dwz. draagt zij bij tot de toevoer van energie aan de trillingskring die op de lagere frequentie is afgestemd.

Wil men een bepaalde deelverhouding p sterk bevoorrechten boven naburige verhoudingen ($p-1$ en $p+1$), dan moet men zich beperken in de grootte van p. Zou men namelijk de frequentie f_0 van de kwartsoscillator in één stap door een factor $p =$ bijv. 10 willen delen, dan is de kans dat de eigenfrequentie van de tweede oscillator van de nominale waarde $f_0/10$ naar een naburige deelfrequentie $f_0/9$ of $f_0/11$ verloopt, en de oscillatiefrequentie op een van deze waarden overspringt, veel groter dan wanneer men p klein kiest, bijv. 3, waar de naburige deelfrequenties relatief verder verwijderd liggen

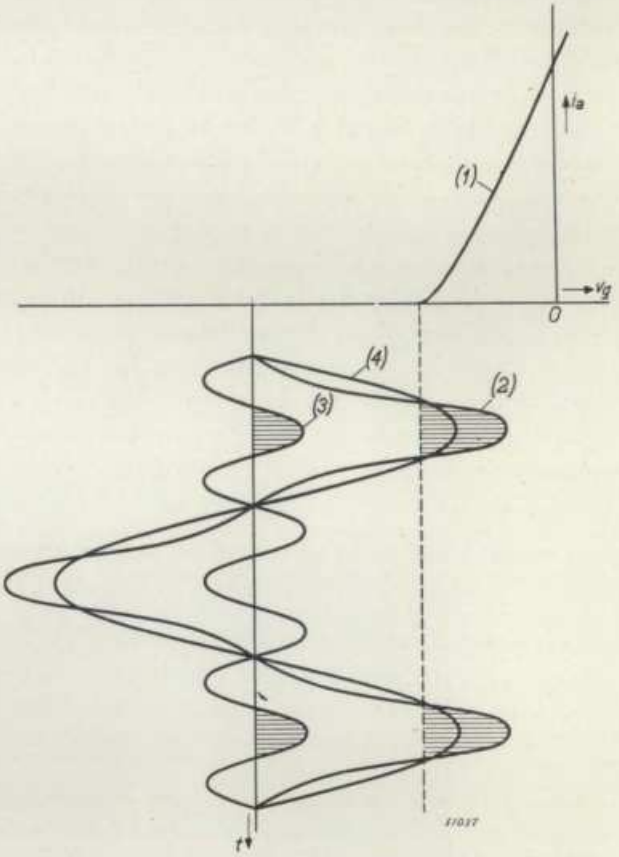


Fig. 2. Kromme (*1*) is de anodestroom i_a als functie van de roosterspanning v_g van de oscillatorbuis in een oscillerende schakeling, welker frequentie p maal zo klein moet zijn als een sturende frequentie f_0 (hier is $p = 3$). De roosterwisselspanning (*2*), die onder in de figuur als functie van de tijd t is uitgezet, bestaat uit twee componenten, (*3*) en (*4*), met de frequentie f_0 resp. f_0/p. De instelling van de buis en de amplituden van (*3*) en (*4*) zijn zo gekozen dat er alleen anodestroom loopt gedurende een klein gedeelte van de periode van (*4*). Slechts één van elke p positieve halve golven van (*3*) draagt tot de anodestroom bij, zodat de oscillator met de frequentie f_0/p wordt aangestoten.

[2]) De frequentie van een kwartsoscillator kan nauwkeurig worden bepaald door vergelijking met een der standaardfrequenties, die door verschillende radiostations worden uitgezonden, bijv. 200 000 per/sec door het station Droitwich van de BBC, welke frequentie een relatieve afwijking van minder dan 10^{-6} vertoont.

[3]) I. Koga, A new frequency transformer or frequency changer, Proc. I.R.E. **15**, 669-678, 1927.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de nominale. Een grote waarde van de deelverhouding p stelt dus hoge eisen aan de constantheid van de onderdelen der schakeling en van de voedingsspanning.

Daar het overspringen van de frequentie in het onderhavige geval tot geheel foutieve conclusies aanleiding zou geven, moet iedere kans hierop worden uitgesloten. Daarom is p niet hoger dan 5 gekozen. Door een aantal delingstrappen in cascade te schakelen, kan men ook met kleine waarden van p een willekeurig lage frequentie bereiken.

Wat is nu de meest geschikte waarde voor de vergelijkingsfrequentie? Zoals reeds werd vermeld, zijn voor echappementen van horloges drie frequenties genormaliseerd: 4, 5 en 6 per/sec. Uiteraard is het wenselijk, voor de contrôle hiervan slechts één vergelijkingsfrequentie nodig te hebben. Deze dient dan een veelvoud van 4, 5 en 6 te zijn, dus bijv. 60 per/sec. In het hier beschreven demonstratie-apparaat bedraagt de vergelijkingsfrequentie inderdaad 60 per/sec. Zij wordt door frequentiedeling in zes trappen afgeleid uit de door de kwartsoscillator geleverde frequentie van 72 900 per/sec. Het schema is in grote trekken in *fig. 3* weergegeven, een overzicht van de gehele opstelling in *fig. 4*.

Met deze vergelijkingsfrequentie wordt de tijdasspanning van een normale kathodestraaloscillograaf gesynchroniseerd, terwijl de tikimpuls van het te onderzoeken horloge de verticale uitslag geeft, zoals in *fig. 5* is te zien. Bij het onderzoek van een horloge met de nominale tikfrequentie 5 per seconde wordt dus een tik geregistreerd bij elke twaalfde maal dat een tijdaslijn wordt beschreven. Bij juiste gang van het uurwerk zou het beeld van de tikimpuls telkens exact op dezelfde plaats vallen; bij foutieve, maar regelmatige gang verschuift het beeld gelijkmatig naar links of naar rechts, bij onregelmatige gang is deze verplaatsing ongelijkmatig.

Onderstellen wij nu dat een uurwerk (met een nominale frequentie van n tikken per seconde) de vrij geringe fout van bijv. 5 seconden per etmaal heeft. Hoeveel tijd zal dan nodig zijn om met de beschreven inrichting een goed waarneembare

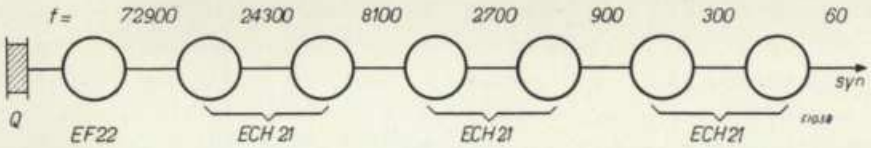


Fig. 3. Door middel van frequentiedeling wordt uit de frequentie 72 900 per/sec van een kwartsplaatje Q, dat met behulp van een teruggekoppelde penthode EF 22 in trilling wordt gehouden, de frequentie 60 per/sec verkregen, waarmee de tijdasspanning van een normale kathodestraaloscillograaf wordt gesynchroniseerd. De frequentiedeling geschiedt hier in vijf trappen met drievoudige en één trap met vijfvoudige deling. De getallen in de figuur geven de frequenties f in de verschillende trappen aan in per/sec. Door gebruik te maken van buizen als de ECH 21, die twee electrodensystemen bevatten (een triode- en een heptodesysteem), kan men het totale aantal versterkbuizen, dat de frequentiedeling 72 900 : 60 bewerkstelligt, beperken tot drie.

Fig. 4. Experimentele opstelling van de apparatuur voor het controleren van de gang van horloges. In het midden de kathodestraaloscillograaf, links het toestel dat de synchroniserende spanning met de frequentie 60 per/sec levert (vgl. fig. 3). Geheel rechts de microfoon met een daarop geplaatst horloge. Tussen de microfoon en de oscillograaf de microfoonversterker en de apparatuur voor het omzetten van het tikken van het horloge in spanningsimpulsen (vgl. fig. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

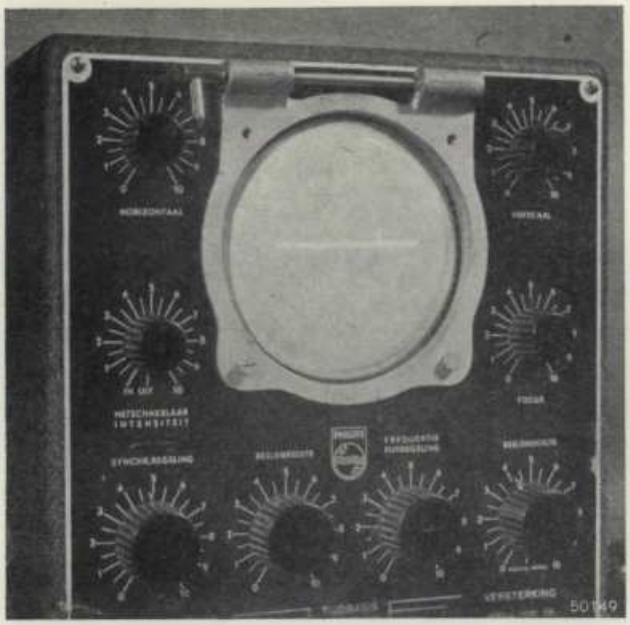


Fig. 5. De door het tikken verwekte spanningsimpulsen worden op het scherm van de oscillograaf zichtbaar als pieken, die bij juiste gang van het horloge telkens op dezelfde plaats vallen, bij onjuiste gang echter zich verplaatsen. De snelheid, waarmee de pieken zich verplaatsen, is een maat voor de afwijking van de juiste gang. Een geringe afwijking kan reeds in enkele minuten worden gemeten.

verschuiving van de impuls op het oscillograafscherm te krijgen, bijv. over de gehele lengte van de tijdas?

Een etmaal bevat 86 400 seconden. De onderstelde fout in de gang bedraagt dus 5:86 400. Tussen twee opeenvolgende tikken behoort exact $60/n$ maal de lengte van de tijdas te worden beschreven. De verplaatsing van een impuls ten opzichte van de vorige is dus $(5/86\,400) \cdot (60/n)$ maal de lengte van de tijdas. Deze verplaatsing treedt op in $1/n$ seconde (het interval tussen twee tikken). De verplaatsing van de impuls is tot de lengte van de tijdas aangegroeid in

$$\frac{86\,400}{5} \cdot \frac{n}{60} \cdot \frac{1}{n} \text{ sec} = 288 \text{ sec} \approx 5 \text{ min.}$$

Daar men niet behoeft te wachten tot de impuls zich over de gehele lengte van de tijdas heeft verplaatst, constateert men de genoemde fout dus reeds gemakkelijk in enkele minuten. Dat de observatietijd zo kort is, is mede te danken aan het feit dat de vergelijkingsfrequentie 10 à 15 maal zo hoog is als de tikfrequentie; hierdoor wordt nl. de tijdschaal als het ware met een factor 10 à 15 uitgerekt, waardoor de verschuiving zoveel eerder merkbaar wordt. Zelfs een volledige serie metingen met verschillende standen van het uurwerk, of met opgewonden of bijna afgelopen veer, vergt dan ook een betrekkelijk korte tijd. Hierbij moge worden opgemerkt dat een horloge met de onderstelde fout van 5 sec/24 h als zeer goed wordt beschouwd. Een minder goed lopend uurwerk geeft een bepaalde verschuiving van de impuls in een overeenkomstig kortere tijd.

Het laatst verschenen nummer van *Philips Research Reports* (Vol. 2, Augustus 1947) bevat de volgende artikelen:

R 49: F. L. H. M. Stumpers: On a non-linear noise problem.

R 50: J. L. Meyering and M. J. Druyvesteyn: Hardening of metals by internal oxidation, part II.

R 51: T. H. Oddie and J. L. Salpeter: Minimum-cost chokes.

R 52: A. J. Dekker and W. Ch. van Geel: On the amorphous and crystallyne oxide layer of aluminium.

Degenen die voor een der bovenvermelde artikelen belangstelling hebben, kunnen zich wenden tot de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, waar een beperkt aantal overdrukken voor gratis verspreiding ter beschikking is.
Voor een abonnement op Philips Research Reports wende men zich tot de uitgever van het Philips Technisch Tijdschrift.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1712: E. J. W. Verwey (+ J. E. Asscher): Lattice structure of the free surface of alkali halide crystals (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **65**, 521-528, 1946 No. 9).

Berekeningen betreffende de vervorming van het kristalrooster aan het vrije oppervlak (kubusvlak) van een alkalihalogenide-kristal leveren als resultaat dat de verplaatsing van de positieve ionen in een richting loodrecht op het oppervlak belangrijk verschilt van die der negatieve ionen. Er ontstaat een soort van ionendubbellaag, waarbij de negatieve ionen het verst van het kristal verwijderd zijn. De gevormde dipolen worden min of meer gecompenseerd door de in de negatieve ionen geïnduceerde dipolen. Deze vervorming verlaagt de oppervlakte-energie, zoals blijkt uit een in het geval van natriumbromide uitgevoerde berekening.

1713: J. Th. G. Overbeek en P. W. O. Wijga: On electro-osmosis and streaming-potentials in diaphragms (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **65**, 556-563, 1946 No. 9).

Smoluchowski heeft bewezen dat de stromingspotentiaal E/P (E = potentiaalverschil bij drukverschil P) en de vloeistofverplaatsing door electro-osmose v/i (v = volume van de vloeistof per tijdseenheid verplaatst door een stroom i) gelijk zijn. De waarde der beide quotienten is bij afwezigheid van oppervlaktegeleiding $\varepsilon\zeta/4\pi\eta\lambda$ (ε = diëlectrische constante, ζ = ζ-potentiaal, η = viscositeit, λ = electrisch geleidingsvermogen van de vloeistof), maar neemt af, als oppervlaktegeleiding aanwezig is. Deze afneming kan nauwkeurig worden berekend, in het geval van één enkele capillair van constante doorsnede. In het geval van een natuurlijk membraan, dat talloze capillairen van verschillende afmetingen bevat, kan de correctiefactor niet worden berekend. Gewoonlijk werd de factor berekend uit de verhouding tussen de berekende en de waargenomen weerstand van het diafragma. Deze werkwijze is onjuist, daar ze leidt tot waarden voor de ζ-potentiaal welke essentieel te laag zijn.

1714: J. M. Stevels: The physical properties of glass in relation to its structure (J. Soc. Glass Technology **30**, 31-53, 1946 No. 137).

Een uitvoerig overzicht over onze huidige kennis van de structuur van glas in het algemeen. Op grond daarvan worden bepaalde physische eigenschappen, zoals dichtheid en electrisch geleidingsvermogen, nader besproken. De dichtheid van „normale" glassoorten wordt uitgedrukt door een formule met twee constanten. Een van deze constanten hangt samen met de wijze waarop het „teveel" aan zuurstof door het netwerk wordt opgenomen. De relatie tussen het electrische geleidingsvermogen en de temperatuur wordt kort besproken.

1715: J. A. Haringx: De kerfslagproef volgens Schnadt (De Ingenieur **58**, Mk 15-17, 1946).

Door Schnadt is een nieuw model kerfslagstaafje ingevoerd, waarbij de druk die bij de buiging optreedt, niet door het materiaal zelf, maar door een gehard stalen pen wordt opgenomen. Daar de hartlijn van deze pen min of meer als draaiingsas fungeert en het materiaal zelf dus geheel op trek wordt belast, hebben we hier eigenlijk te maken met een soort slagtrekproef. Het grootste voordeel is gelegen in het feit, dat elk proefstaafje breekt, zelfs wanneer verder geen enkele kerf is aangebracht. Dit maakt het mogelijk bij eenzelfde breukdoorsnede (3×10 mm^2) verschillende kerven met zeer uiteenlopende afrondingsstralen aan te brengen.

1716*: H. A. Klasens: The light output of zinc sulphide on irradiation with alpha rays (Trans. Faraday Soc. **42**, 666-668, 1946 No. 291).

Er wordt een critisch overzicht gegeven van de literatuur betreffende het rendement van de lichtopwekking door bestralen van ZnS met alphastralen. In de meeste gevallen is het energierendement 10-15 % en van dezelfde orde van grootte als het rendement bij bestraling met electronen, in overeenstemming met de theorieën van Thomson, Bethe e.a. Op grond hiervan wordt de veel hogere waarde (80%) die Riehl zonder nadere bijzonderheden opgeeft, van de hand gewezen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!